

Claus Peter Buszello

Bestimmung der Kopplungsstruktur des Higgs-Bosons mit dem Atlas-Detektor

Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau
vorgelegt von Claus Peter Buszello aus Mannheim



Dekan: Prof. Dr. Rolf Schneider
Betreuer: Prof. Dr. Gregor Herten
Korreferent: Prof. Dr. Kay Königsmann
Tag der Disputation: 20. 2. 2004

Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Fakultät für Mathematik und Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, vorgelegt von Claus Peter Buszello aus Mannheim.

Freiburg im Breisgau, den 29. Februar 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Higgs-Mechanismus	3
2.1	Der Wirkungsquerschnitt der $W_L W_L$ -Streuung	3
2.2	Erzeugung der Teilchenmassen	4
3	Phänomenologie des Higgs-Bosons	9
3.1	Produktionsmechanismen am LHC	11
3.2	Zerfallskanäle	12
3.3	Gegenwärtige Massengrenzen	17
4	LHC und der Atlas-Detektor	25
4.1	LHC - Der Large Hadron Collider	25
4.2	Atlas - Ein "multi-purpose" Detektor	28
4.3	ATLFast - Die schnelle Atlas-Simulation	39
5	Grundlagen zur Bestimmung von Spin und CP	45
5.1	Defintion der allgemeinen Kopplungen	46
5.2	Untersuchte Prozesse	47
6	ACME-Generator	49
7	Der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$	57
8	Die Produktion durch Gluonfusion	61
8.1	Der Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	63
8.2	Der Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	80
8.3	Direkte Messung von P und Y	96
9	Die Produktion durch Vektorbosonfusion	101
9.1	Der Zerfallskanal $H \rightarrow WW$	106
9.2	Der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau$	124
10	Die Produktion in Higgsstrahlung	127

11 Zusammenfassung	133
A Formeln für die Winkelverteilungen in $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	135
A.1 Allgemeiner Fall	136
A.2 Spezialfälle	136
B ACME Beispielcode	139
Literaturverzeichnis	147

Danksagung

Diese Arbeit entstand aus einer engen und äußerst fruchtbaren Zusammenarbeit mit Kollegen, die nicht unerwähnt bleiben dürfen.

Die theoretischen Grundlagen für die hier gemachten Untersuchungen wurden mit Prof. Jochum van der Bij und Peter Marquardt erarbeitet. Von ihnen stammen die Definition des allgemeinen Lagrangian für die Skalar- und Vektor-Kopplungen und die Berechnung der daraus folgenden Matrixelemente. Durch intensive und anregende Diskussionen mit diesen beiden Kollegen entwickelte sich die Arbeit von den ersten Impulsen bis zu den letztlich immer komplexeren und allgemeineren Ideen und Rechnungen, die am Ende zu so interessanten Ergebnissen führten.

Auf der anderen Seite bot erst die Arbeitsgruppe von Prof. Gregor Herten die notwendige Umgebung, diese theoretischen Ansätze zu verarbeiten. Prof. Herten unterstützte die Bearbeitung des Themas über den gesamten Zeitraum der Arbeit; Nicht zuletzt, indem er mir freie Hand ließ das Thema eigenständig zu entwickeln - was nicht selbstverständlich ist - ohne es dabei an Betreuung mangeln zu lassen. Die gesamte Abteilung bot ein angenehmes und inspirierendes Umfeld, besonderen Anteil am Gelingen jedoch hat Ivor Fleck, dessen direkter Unterstützung ich mir immer sicher sein konnte, und der keine Frage, kein Problem ohne Antwort ließ.

Da die Arbeit sich explizit auf den Atlas-Detektor bezieht, gilt mein Dank auch der Atlas-Kollaboration, besonders der Higgs-Workinggroup. Ohne die in dieser Kollaboration bereits geleistete Arbeit wäre die Bearbeitung eines solchen Themas undenkbar. Und auch ohne die aktive Verbindung zu dieser Gemeinschaft während der Bearbeitungszeit könnten Ergebnisse wie in dieser Arbeit präsentiert nicht erzielt werden.

1 Einleitung

Zur Beschreibung der Materie und ihrer Wechselwirkungen ist ein Modell so erfolgreich, dass es den Namen Standardmodell erlangt hat. Dahinter verbirgt sich eine Einteilung der heute bekannten Elementarteilchen in ein besonders elegantes Schema. Kern dieser Einteilung ist ein zunächst verblüffender Zusammenhang zwischen dem Spin der Teilchen und ihrer Bedeutung. Fermionen (alle Teilchen mit Spin $S=\frac{1}{2}$) bilden die Grundbausteine der Materie, zwischen denen Bosonen (die Teilchen mit Spin $S=1$) als Wechselwirkungsteilchen die Kräfte vermitteln. Die Wechselwirkungsteilchen sind eine Konsequenz der Forderung nach lokaler Eichinvarianz. So wird die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen als Austausch von Photonen beschrieben, die schwache Wechselwirkung als Austausch von Z- und W-Bosonen und die starke Kraft als Austausch von Gluonen. Ein weiterer Meilenstein zum umfassenden Verständnis dieser Wechselwirkung war die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft zur sogenannten elektroschwachen Wechselwirkung. Gerade diese Vereinheitlichung aber weist auf eine Frage hin, die vielleicht eine der interessantesten unbeantworteten Fragen in der Teilchenphysik darstellt. Der Formalismus, der die Eichfelder erzeugt, führt zu masselosen Feldern. Warum haben die Z- und W-Bosonen aber eine so große Masse, während das Photon masselos ist? Die Frage erweitert sich sofort zu der Frage nach dem Ursprung der Masse aller anderen Teilchen. Eine elegante Lösung dieses Problems stellt die Einführung eines Hintergrundfeldes mit nicht verschwindendem Vakuumerwartungswert dar, das durch Wechselwirkung mit den Fermionen und Bosonen deren Massen erzeugt [1]. Eine Folge dieses Mechanismus ist die Existenz eines skalaren ungeladenen Teilchens, des Higgs-Bosons. Alle Eigenschaften dieses Teilchens, außer seiner Masse, sind im Standardmodell a priori festgelegt. Die Entdeckung dieses Teilchens steht noch aus. Falls es existiert, sind die LHC-Experimente Atlas und CMS in der Lage, es zu finden. Um den Higgs-Mechanismus jedoch zu überprüfen, müssen auch die vorhergesagten Eigenschaften nachgewiesen werden. Neben der Breite, den Verzweigungsverhältnissen und der Kopplungsstärke ist dies auch die Spin-Parität 0^+ . Das ist um so wichtiger, da in einigen Modellen (Pseudo-)Vector-Resonanzen mit niedriger Masse auftreten ([2],[3]) und in anderen Modellen auch Pseudoskalar

[4]. Methoden zum Nachweis dieser Eigenschaft mit dem Atlas-Detektor über einen möglichst großen Massenbereich sind Gegenstand dieser Arbeit.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Zunächst werden die wesentlichsten theoretischen Aspekte des Higgs-Bosons und die vorliegenden Einschränkungen der Masse diskutiert. Eine kurze Einführung in die Konzepte des Beschleunigers LHC und des Atlas-Experiments führen dann zu einer tiefer gehenden Diskussion der verwendeten Detektor-Simulations-Software. Nach der dann folgenden Parametrisierung einer allgemeinen Spin 0 und Spin 1 Kopplung wird die Nachweisbarkeit der Spin-Parität 0^+ in verschiedenen Erzeugungs- und Zerfallsprozessen untersucht. Daraus wird abgeleitet, dass der Nachweis dieser Eigenschaft - mit unterschiedlicher Signifikanz - über den gesamten wesentlichen Massenbereich möglich ist.

2 Der Higgs-Mechanismus

Jedes moderne Lehrbuch der Elementarteilchenphysik behandelt den Higgs-Mechanismus mehr oder weniger detailliert (z.B. [5],[6] oder [7]). Anstatt diese zu zitieren, möchte ich mich in diesem Kapitel nur mit den interessantesten Aspekten und der Motivierung dieser Idee beschäftigen. Zunächst soll erläutert werden, warum ein skalares neutrales Teilchen notwendig ist, wenn man bis zur TeV-Skala keine neuen starken Kräfte einführen will. Danach möchte ich darlegen, wie ein solches Teilchen als Folge einer Forderung nach lokaler Eichinvarianz im Standardmodell eingeführt werden kann, und abschließend demonstrieren, wie diese Überlegungen zur Erzeugung der Teilchenmassen führen.

2.1 Der Wirkungsquerschnitt der $W_L W_L$ -Streuung

Als Folge des linearen Anstiegs der longitudinalen Wellenfunktion W_L , $\epsilon_L = (p, 0, 0, E)/M_W$ mit der Energie E , divergiert die Amplitude der Streuung des massiven W-Bosons $WW \rightarrow WW$ (Abb 2.1 a)) quadratisch mit der Energie. Jedoch folgt aus der Unitaritätsbedingung, dass Amplituden elastischer Streuprozesse von Partialwellen J durch $ReA_J \leq 1/2$ beschränkt sind. Angewandt auf die asymptotische S-Wellen-Amplitude $A_0 = G_F s / 8\pi\sqrt{2}$ des Isospin null Kanals $2W_L^+ W_L^- + Z_L Z_L$ ergibt sich eine Schranke [8] auf die Schwerpunktsenergie \sqrt{s}

$$s \leq 4\pi\sqrt{2}/G_F \approx (1.2TeV)^2 \quad (2.1)$$

bis zu der die Theorie schwach kopplender massiver Eichbosonen gültig bleibt.

Jedoch kann die quadratische Divergenz exakt ausgelöscht werden, indem man ein neutrales skalares Teilchen einführt (Abb 2.1 b)), dessen Kopplung durch das Produkt aus Eichboson-Kopplungen und Eichboson-Massen gegeben ist. Für hohe Energien löscht die Amplitude $A'_0 = -G_F s / 8\pi\sqrt{2}$ exakt die quadratische Divergenz der reinen Eichboson-Amplitude A_0 aus.

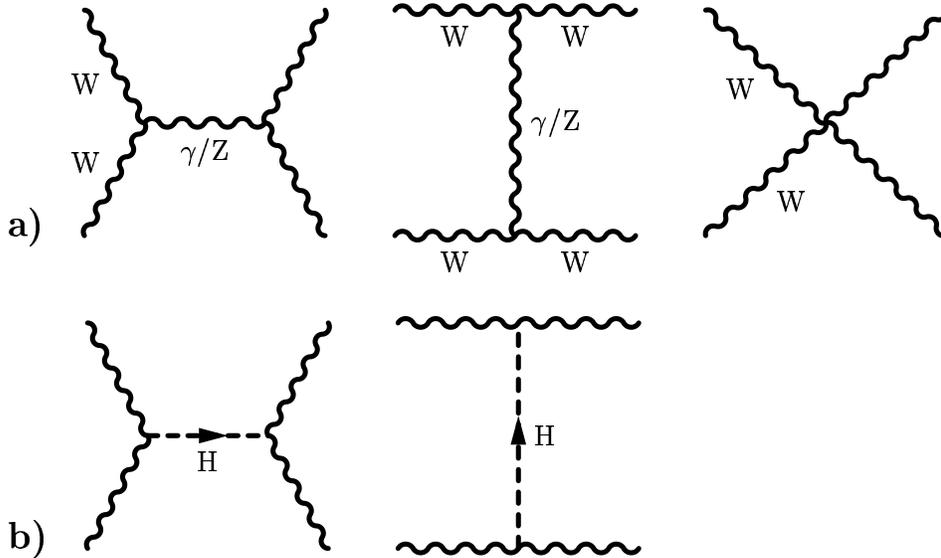


Abbildung 2.1: *WW-Streuung.* Die obere Reihe zeigt die Graphen führender Ordnung für die rein elektroschwachen Prozesse. Die Einführung eines Higgs-Bosons führt zusätzlich zu den Graphen der unteren Reihe, die die quadratischen Divergenzen der *WW-Streuung* genau auslöschen.

Auch die Divergenzen der Amplitude $A(f\bar{f} \rightarrow W_L W_L) \approx gm_f \sqrt{s}$ der Fermion-Paar-Annihilation in longitudinale Bosonen kann auf die gleiche Weise ausgelöscht werden. In diesem Fall muss die Kopplung proportional zur Masse der Fermionen sein.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass die Unitarität durch Einführung des Higgs-Bosons wiederhergestellt werden kann. Oder stärker formuliert: Die Unitarität verlangt die Einführung eines weiteren fundamentalen Teilchens. Dieses Higgs-Boson ist ein neutrales skalares Teilchen mit Spin-Parität 0^+ , das an andere Teilchen proportional zu ihrer Masse koppelt.

2.2 Erzeugung der Teilchenmassen

Die Erzeugung von Eichfeldern durch Forderung nach lokaler (statt nur globaler) Eichinvarianz führt im Falle der elektromagnetischen Theorie und der QCD zu überzeugenden Ergebnissen. Die Eichfelder beschreiben in diesen Fällen das Photon bzw. die Gluonen. Versucht man, dieselbe Methode auf die schwache Wechselwirkung anzuwenden, bemerkt man, dass die entstehenden Eichfelder masselos sind. Die physikalischen Teilchen, die diesen Feldern entsprechen (W- und Z-Bosonen), sind es jedoch nicht.

Die Erzeugung massiver Eichfelder ist dennoch möglich, wenn gleich auch etwas aufwändiger. In der einfachsten Variante betrachtet man zwei skalare Felder ϕ_1 und ϕ_2 , die man der Übersichtlichkeit wegen zu einem Feld ϕ zusammenfassen kann:

$$\phi := \phi_1 + \phi_2 \quad (2.2)$$

$$\text{somit : } \phi^* \phi = \phi_1^2 + \phi_2^2 \quad (2.3)$$

Der Ansatz für eine Lagrangedichte, die invariant unter U(1)-Phasentransformationen ($\phi \rightarrow e^{i\theta} \phi$) und renormierbar sein soll, hat folgende Form:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - V \\ \text{mit : } V &= \frac{1}{2} \kappa (\phi^* \phi) + \frac{1}{4} \lambda^2 (\phi^* \phi)^2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Ein entscheidender Schritt besteht nun darin, wie man die Parameter κ und λ^2 wählt. Damit das Potential überhaupt ein stabiles Minimum hat, muss $\lambda^2 > 0$ sein. Damit man einen entarteten Grundzustand erhält (das ist von entscheidender Bedeutung für den Higgs-Mechanismus), muss $\kappa = -\mu^2 < 0$ sein.

Um die globale U(1)-Invarianz auch lokal zu erfüllen, ersetzt man die Ableitung ∂_μ durch die kovariante Ableitung \mathcal{D}_μ :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i \frac{q}{\hbar c} A_\mu \quad (2.5)$$

Damit ergibt sich die Lagrangedichte:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \left[\left(\partial_\mu - \frac{iq}{\hbar c} A_\mu \right) \phi \right] \left[\left(\partial^\mu - \frac{iq}{\hbar c} A^\mu \right) \phi^* \right] \\ &+ \frac{1}{2} \mu^2 (\phi^* \phi) - \frac{1}{4} \lambda^2 (\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Nun beschreibt diese Lagrangedichte bereits alle Phänomene, die konstruiert werden sollten: schwere Eichbosonen und einen weiteren massiven Skalar. Allerdings kann man dies der obigen Form noch nicht ansehen, und - was noch wichtiger ist - sie eignet sich nicht, um daraus Feynmanregeln abzuleiten. Das Feynman-Kalkül ist eine Entwicklung um den Grundzustand. Das heißt aber, dass man die obige Lagrangedichte noch umschreiben muss, indem man neue Felder einführt, die die Fluktuation um den Grundzustand herum darstellen.

Der Grundzustand des obigen Potentials V ist unendlich entartet und liegt auf einem 'Kreis':

$$\phi_{1min}^2 + \phi_{2min}^2 = \frac{\mu^2}{\lambda^2} \quad (2.7)$$

Wir müssen nun einen Grundzustand auswählen. Eine für die weiteren Rechnungen günstige Wahl ist:

$$\phi_{1min} = \frac{\mu}{\lambda} \quad \text{und} \quad \phi_{2min} = 0 \quad (2.8)$$

Denn dadurch sind die Felder, die die Fluktuation um diesen Grundzustand herum angeben, von recht einfacher Form:

$$\eta = \phi_1 - \frac{\mu}{\lambda} \quad \text{und} \quad \xi = \phi_2 \quad (2.9)$$

Durch Einsetzen dieser Felder ergibt sich die folgende Lagrange-Funktion:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \xi) (\partial^\mu \xi) \right] \\ & + \left[-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right) A_\mu A^\mu \right] - 2i \left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right) (\partial_\mu \xi) A^\mu \\ & + \left\{ \frac{q}{\hbar c} [\eta (\partial_\mu \xi) - \xi (\partial_\mu \eta)] A^\mu + \frac{\mu}{\lambda} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 \eta (A_\mu A^\mu) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 (\xi^2 - \eta^2) (A_\mu A^\mu) - \lambda \mu (\eta^3 + \eta \xi^2) - \frac{1}{4} \lambda^2 (\eta^4 + 2\eta^2 \xi^2 + \xi^4) \right\} \\ & + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Hierin beschreibt die erste Zeile ein Teilchen η mit einer Masse $\sqrt{2}\mu\hbar/c$ und ein masseloses Goldstone-Boson ξ . Die zweite Zeile beschreibt das freie Eichfeld A^μ mit einer Masse

$$m_A = 2\sqrt{2} \frac{q\mu}{\lambda c^2} \quad (2.11)$$

Die Kopplung $\phi\phi^* A_\mu A^\mu$ in Gleichung 2.6 wird durch die Entwicklung um den Grundzustand ($\nu = \phi_1 - \mu/\lambda$) zu einem Massenterm. Das Goldstone-Boson jedoch beschreibt kein physikalisches Teilchen. Das sieht man, wenn man die geforderte lokale U(1)-Eichinvarianz ausnutzt. Durch eine geeignete Transformation $\phi \rightarrow \phi'$ lässt sich das Feld ξ komplett wegtransformieren. Das Eichfeld A^μ muss sich dann zwar auch entsprechend transformieren, aber die Lagrangedichte muss dieselbe Form in den neuen Variablen annehmen:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] \\ & + \left[-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right) A_\mu A^\mu \right] \\ & + \left\{ \frac{\mu}{\lambda} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 \eta (A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar c} \right)^2 \eta^2 (A_\mu A^\mu) - \lambda \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda^2 \eta^4 \right\} \\ & + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

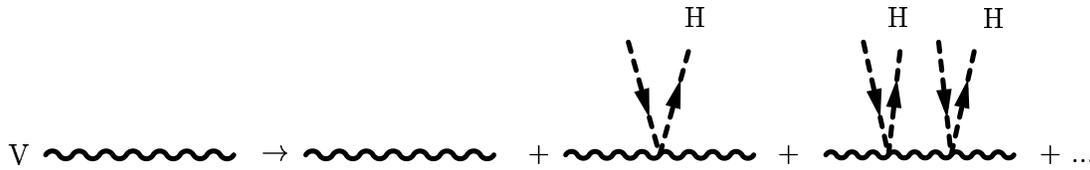


Abbildung 2.2: Die Erzeugung der Eichboson-Massen erfolgt über die Wechselwirkung mit dem Higgs-Hintergrundfeld.

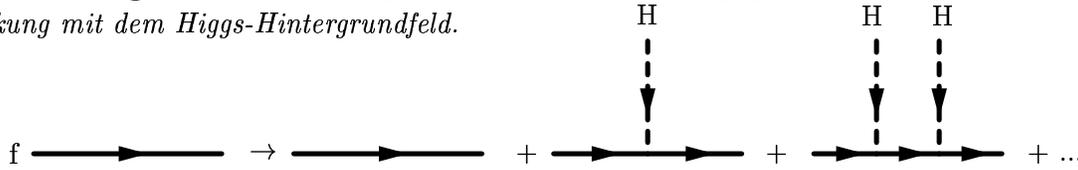


Abbildung 2.3: Die Erzeugung der Fermionmassen erfolgt analog zu der Erzeugung der Boson-Massen über die Yukawa-Wechselwirkung mit dem Higgs-Hintergrundfeld.

Man kann die Goldstone-Bosonen als Freiheitsgrade interpretieren. Masselose Bosonen können nur transversal polarisiert sein, die massiven Eichfelder zusätzlich longitudinal. Die Goldstone-Bosonen werden somit von den Eichbosonen absorbiert und dienen als weiterer Freiheitsgrad, der der longitudinalen Polarisation entspricht.

Die Formeln 2.6 und 2.12 beschreiben dasselbe physikalische System. Die Entartung des Grundzustandes des ϕ -Feldes ist die eigentliche physikalisch bedeutende Annahme, weshalb die experimentelle Überprüfung des Higgs-Potentials auch ein wesentlicher Schritt ist, um den Higgs-Mechanismus zu etablieren. Der Rest des Formalismus erlaubt es, die Terme besser zu interpretieren und die störungstheoretische Entwicklung zu ermöglichen, indem man einen Grundzustand und eine Eichung wählt, die das Ablesen der Feynmanregeln ermöglichen.

Die Wechselwirkung des Hintergrundfeldes mit den Eichbosonen (Abb. 2.2) erzeugt also die von Null verschiedenen Massen der Eichbosonen. Am einfachsten wird das erkennbar, indem man die aus dem Lagrangian abgeleiteten Propagatoren betrachtet. Anstatt des nackten Propagators ohne Masse erhält man durch Aufsummieren der quadratischen Kopplungs-Terme $\phi^* \phi A_\mu A^\mu$ einen Propagator, der dem eines Vektors mit Masse M_V entspricht. Die Eichboson-Propagatoren gehen durch die Wechselwirkung in folgende Form über:

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} + \sum_j \frac{1}{q^2} \left[\frac{g_\mu}{\sqrt{2}} \frac{1}{q^2} \right]^j = \frac{1}{q^2 - M^2} \quad \text{mit: } M^2 = g^2 \frac{\mu^2}{2} \quad (2.13)$$

Analog erzeugt die Yukawa-Wechselwirkung mit den Fermionen deren Massen. Die

Reihe aus Kopplungen des Hintergrundfeldes an die Fermionen konvergiert zu einem Propagator mit Masse m_f (s. Abb. 2.3):

$$\frac{1}{\not{q}} \rightarrow \frac{1}{\not{q}} + \sum_j \frac{1}{\not{q}} \left[\frac{g_F \mu}{\sqrt{2}} \frac{1}{\not{q}} \right]^j = \frac{1}{\not{q} - m_f} \quad \text{mit: } m_f = g_f \frac{\mu}{\sqrt{2}} \quad (2.14)$$

3 Phänomenologie des Higgs-Bosons

Das Higgs-Boson ist nur ein Aspekt des reichhaltigen Physikprogrammes, das am LHC erforscht werden kann. Der enorme Wirkungsquerschnitt der $t\bar{t}$ -Produktion zum Beispiel erlaubt Top-Messungen mit enormer Präzision. Auch elektroschwache Präzisionsphysik - wie die Bestimmung der W-Masse - wird von der riesigen Produktionsrate, die am LHC erreicht werden kann, profitieren. In Abbildung 3.1 sind die Wirkungsquerschnitte und die Ereignisraten für einige der interessantesten Prozesse aufgetragen. Der Wirkungsquerschnitt für Higgs-Produktion liegt um mindestens 10 Größenordnungen unter dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} . Unter den Prozessen, die von hohem physikalischen Interesse sind, stellt die Higgs-Produktion gar einen eher seltenen dar. Es werden beispielsweise mindestens 10000-mal mehr W als Higgs-Bosonen produziert. Bei vielen Analysen stellt dieser eigentlich physikalisch interessante Prozess, ebenso wie die Top-Produktion, einen erheblichen Untergrund dar. Dennoch ist die Luminosität des LHC so hoch, und die Ereignisfilter sind ("Trigger" und Offline-Selektion) so ausgelegt, dass das Higgs über den ganzen theoretisch möglichen Massenbereich nachgewiesen werden kann. Denn natürlich gehört die Entdeckung dieses fundamentalen Teilchens, und damit die Etablierung des Higgs-Mechanismus, zu den interessantesten aktuellen Aufgaben der Elementarteilchenphysik.

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Eigenschaften für ein Standardmodell Higgs diskutiert. Die Produktionswirkungsquerschnitte und Zerfallsbreiten sind im Standardmodell vollständig festgelegt und werden in den ersten zwei Abschnitten dargestellt. Im dritten Teil werden die Ergebnisse bisheriger Messungen (ausgeschlossene Massenbereiche und indirekte Massen-Messungen) zusammengefasst. Eine ausführliche Beschreibung der Eigenschaften des Higgs im Standardmodell und in komplizierteren Modellen findet sich in [9].

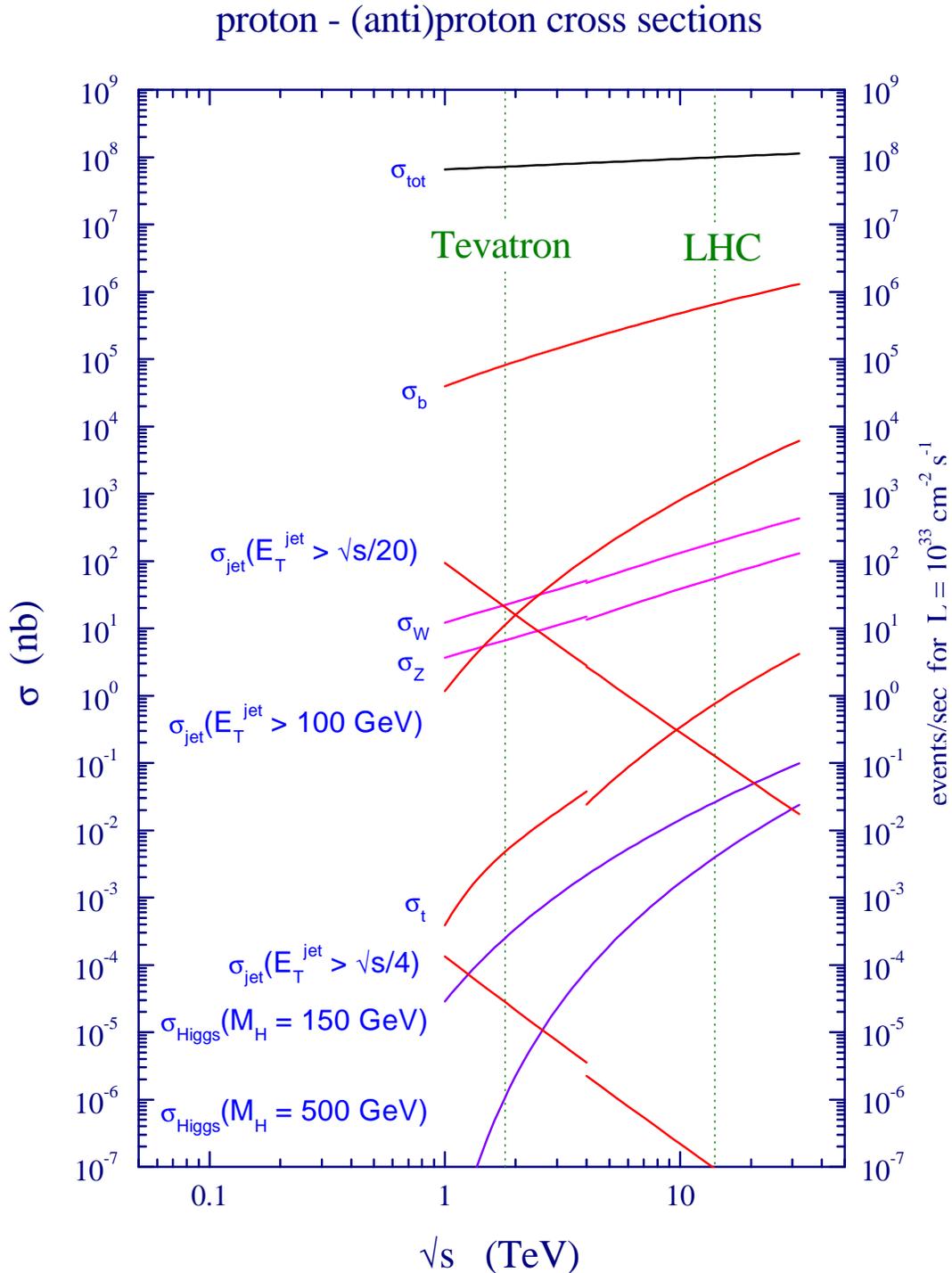


Abbildung 3.1: Der Wirkungsquerschnitt und die Erzeugungsrates für einige ausgesuchte Prozesse am Tevatron und am LHC. Die Wirkungsquerschnitte im linken Teil des Bildes sind für Proton-Antiproton-Stöße berechnet, wie sie am Tevatron stattfinden - im rechten Teil für Proton-Proton-Stöße wie bei LHC.

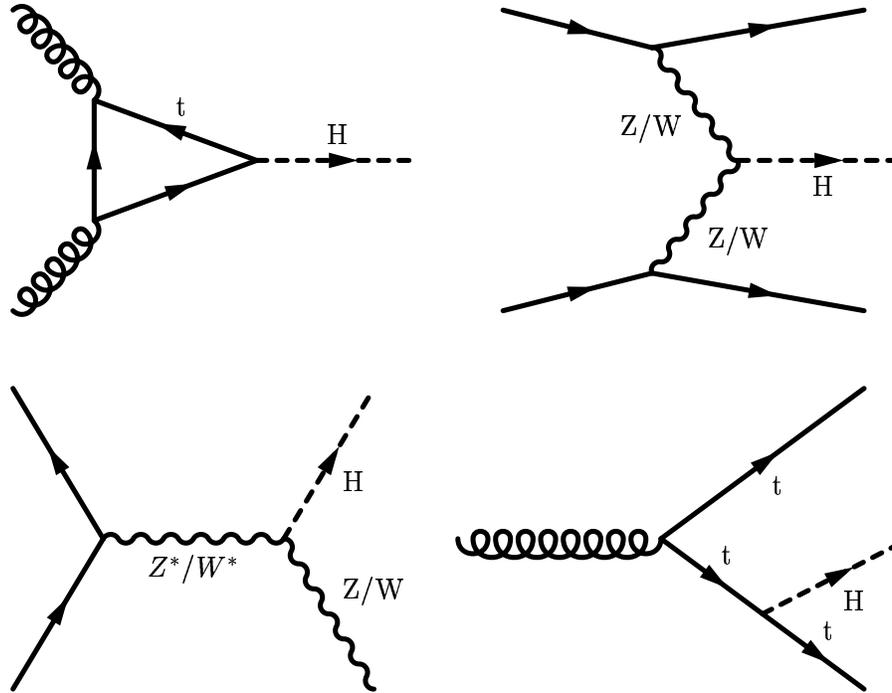


Abbildung 3.2: Die LO-Diagramme der wichtigsten Produktionsmechanismen. Der am LHC wichtigste Produktionsprozess, Gluonfusion - links oben, kommt durch eine Quarkschleife zustande, in der der Top-Beitrag, wegen der erheblich höheren Masse im Vergleich zum Bottom, dominiert. Weitere schwerere Quarkgenerationen würden den Wirkungsquerschnitt enorm erhöhen und können damit über die Messung des Wirkungsquerschnittes ausgeschlossen - oder entdeckt - werden.

3.1 Produktionsmechanismen am LHC

Damit ein Prozess überhaupt relevant zur Produktion von Higgs-Bosonen beitragen kann, muss das Higgs an ein möglichst schweres Teilchen koppeln. Im Falle eines Hadronen-Colliders bieten sich hier Prozesse an, bei denen Z- und W-Bosonen oder Top-Quarks an der Produktion beteiligt sind. In Abbildung 3.2 sind die Baumdiagramme der wichtigsten Prozesse am LHC dargestellt. Da die Kopplung des Higgs an alle Teilchen des Standardmodells a priori festgelegt ist, kann der Wirkungsquerschnitt für alle Produktionsmechanismen als Funktion der Masse des Higgs angegeben werden. Zur Berechnung der wichtigsten Wirkungsquerschnitte stehen Programme zur Verfügung, die den Wirkungsquerschnitt in wahlweise erster oder höheren Ordnungen berechnen. Für den Gluonfusionsprozess steht HIGLU zur Verfügung, für Vektorbosonfusion VV2H, für Higgsstrahlung V2HV (s. [10],[11]). Alle diese Programme berechnen den Wirkungsquerschnitt in LO oder NLO. Diese Liste ist selbstverständlich nicht vollständig, deckt aber die wesentlichen Kanäle ab (siehe

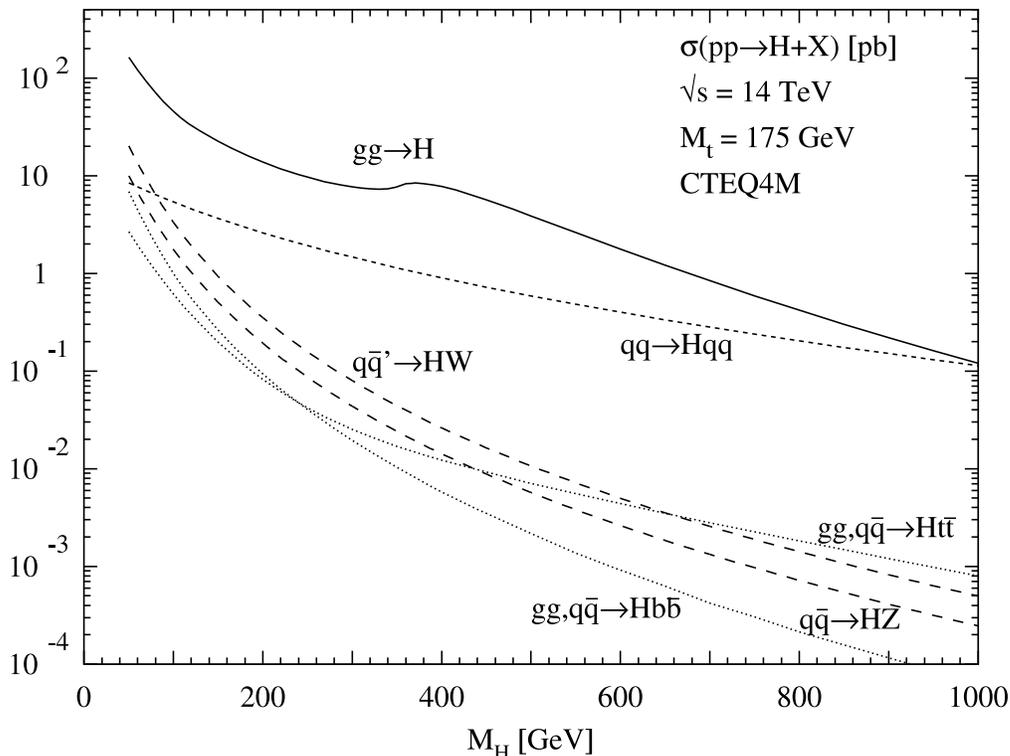


Abbildung 3.3: Die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Produktionsmechanismen am LHC (aus [12]).

[13]). Ein weiterer Kanal, der für die Analysen in dieser Arbeit irrelevant ist, ist die Abstrahlung des Higgs von einem Top-Quark z.B. in der $t\bar{t}$ Produktion. Dieser Kanal kann für den Nachweis der Produktion von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen von Nutzen sein.

Mit Hilfe dieser Programme wurden die Wirkungsquerschnitte, die in Abb. 3.3 dargestellt sind, berechnet. Beim LHC dominiert über den gesamten Bereich die Gluonfusion. Der Grund dafür liegt in der starken Kopplung des Higgs an das Top-Quark in der Schleife und in der hohen effektiven Gluon-Luminosität in den 14 TeV pp-Kollisionen. In der Schleife dominiert der Top-Beitrag wegen der erheblich höheren Masse im Vergleich zum Bottom.

3.2 Zerfallskanäle

Bei gegebener Masse sind auch alle Zerfallsbreiten a priori festgelegt. Die Kopplungsstärke der Yukawa-Kopplung des Higgs an Fermionen ist durch die Fermion-

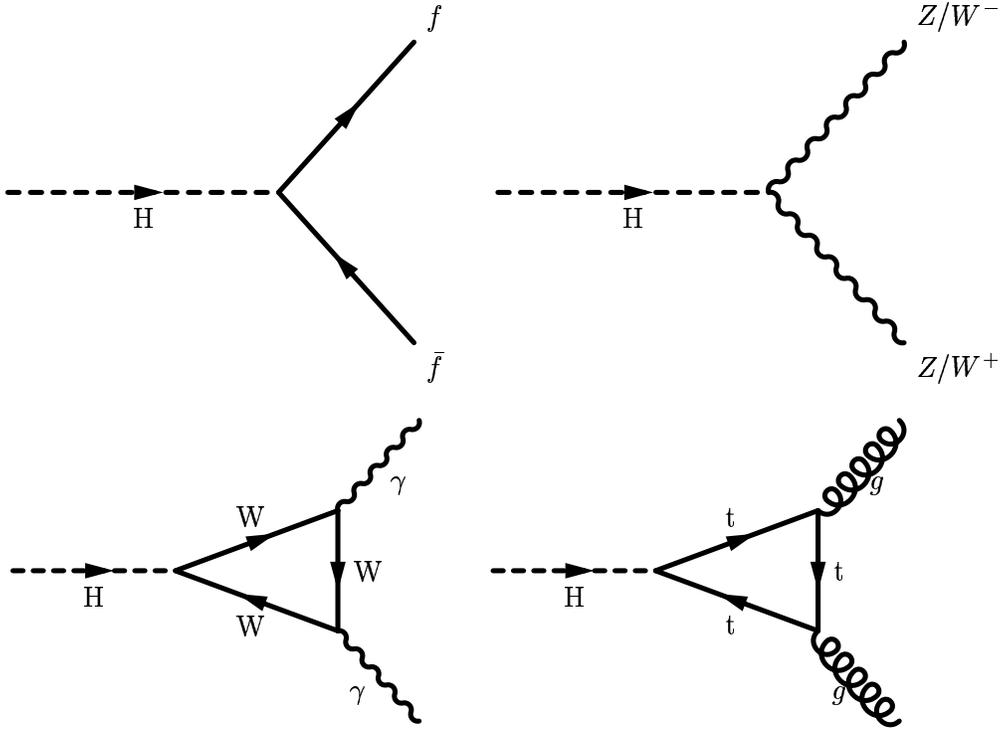


Abbildung 3.4: Die wichtigsten Diagramme der Zerfallsprozesse. Zerfall in massive Teilchen (obere Reihe) ist direkt möglich. Der Zerfall in masselose Teilchen (unten) bedarf einer Schleife aus massiven Teilchen.

Massen m_f festgelegt:

$$g_{ffH} = \sqrt{\sqrt{2}G_F}m_f \quad (3.1)$$

Die Kopplungsstärke des Higgs an die Vektorbosonen $V = W, Z$ durch deren Massen M_V ist gegeben durch:

$$g_{VVH} = 2\sqrt{\sqrt{2}G_F}M_V^2 \quad (3.2)$$

G_F ist die Fermi-Konstante. Durch diese Kopplungen sind also alle Partialbreiten und als deren Summe auch die totale Breite des Higgs und daraus wiederum auch die Lebenszeit festgelegt und können als Funktion der Higgs-Masse als einzigem Parameter angegeben werden.

Die Zerfallsbreite des Higgs in Fermionen kann (auf Bornniveau) sehr einfach ausgedrückt werden [16]:

$$\Gamma(H \rightarrow ff) = \mathcal{N}_c \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi} m_f^2 (M_H)^2 M_H \quad (3.3)$$

\mathcal{N}_c ist ein Farbfaktor, der 1 für Fermionen ohne Farbe (die Leptonen) und 3 für Fermionen mit Farbladung (die Quarks) beträgt. Nahe am kinematischen Limit ist

die Breite zusätzlich durch β_f^3 unterdrückt, wobei $\beta_f = P_f/E_f$ die “Geschwindigkeit” der Fermionen ist. Oberhalb der Produktionsschwelle hängt die Zerfallsbreite im wesentlichen linear von der Higgs-Masse ab.

Oberhalb der Schwelle für die Produktion von Z- und W-Paaren nimmt die Breite des Zerfalls in ein Vektorbosonpaar folgende Form an [17]:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \delta_V \frac{G_F}{16\sqrt{2}\pi} M_H^3 (1 - 4x + 12x^2) \beta_V \quad (3.4)$$

Dabei ist $x = M_V^2/M_H^2$ und δ_V ein Faktor, um die Ladung der W-Bosonen zu berücksichtigen: $\delta_V = 2$ für $V=W$ und $\delta_V = 1$ für $V=Z$. β_V ist analog zum Fermionfall die Velozität der Vektorbosonen. Für große Higgs-Massen (i.e. großes β_V) sind die Vektorbosonen hauptsächlich linear polarisiert. Da die dazugehörigen Wellenfunktionen linear in der Energie sind, wächst die Breite mit der dritten Potenz mit der Higgs-Masse.

Unterhalb der Z/W-Paarerzeugungsschwelle kann das Higgs in V^*V^* zerfallen [18], wobei die Massen der Vektorbosonen weit von der Massenschale entfernt liegen können. Durch die starke Unterdrückung, die damit einhergeht, produzieren diese Zerfälle im wesentlichen ein on-shell Boson und ein off-shell Boson. Vor allem aber im Bereich nahe der Schwelle wird diese Unterscheidung unsinnig, und meist werden dann beide Bosonen leicht unterhalb der Polmasse produziert.

Analog zu der Produktion in Gluonfusion kann das Higgs auch in masselose Photonen oder Gluonen zerfallen. Der auf Bornniveau nicht mögliche Prozess (die Kopplung an masselose Teilchen ist null) wird durch Schleifen schwerer Teilchen eingeführt. Zerfall in Gluonen kommt als Umkehrung der Gluonfusion zustande, indem die Gluonen von einer Top-Schleife abgestrahlt werden. Wegen des hohen Dijet-Untergrundes ist dieser Kanal nicht beobachtbar. Der Zerfall in zwei Photonen wird hauptsächlich durch W-Loops (aber auch andere schwere geladene Teilchen) ermöglicht, da das W wegen seiner hohen Masse eine große Kopplung an das Higgs hat und wegen der Ladung an Photonen koppelt. Durch die hohe Zahl an elektroschwachen Kopplungen in den Loops sind diese Zerfälle stark unterdrückt. Allerdings ist der Untergrund für die Zwei-Photon-Prozesse gut unter Kontrolle, weshalb dieser seltene Zerfall im Bereich niedriger Massen, in dem $H \rightarrow VV^*$ nicht mehr dominiert, eine klare Signatur erzeugt und damit eine Entdeckung des Higgs ermöglicht. Für den Fall $M_H^2 \ll 4M_W^2$ kann die Breite in guter Näherung wie folgt angegeben werden [19],[20]:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2}{128\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \left| \frac{3}{4} \mathcal{N}_C e_t^2 - 7 \right|^2 \quad (3.5)$$

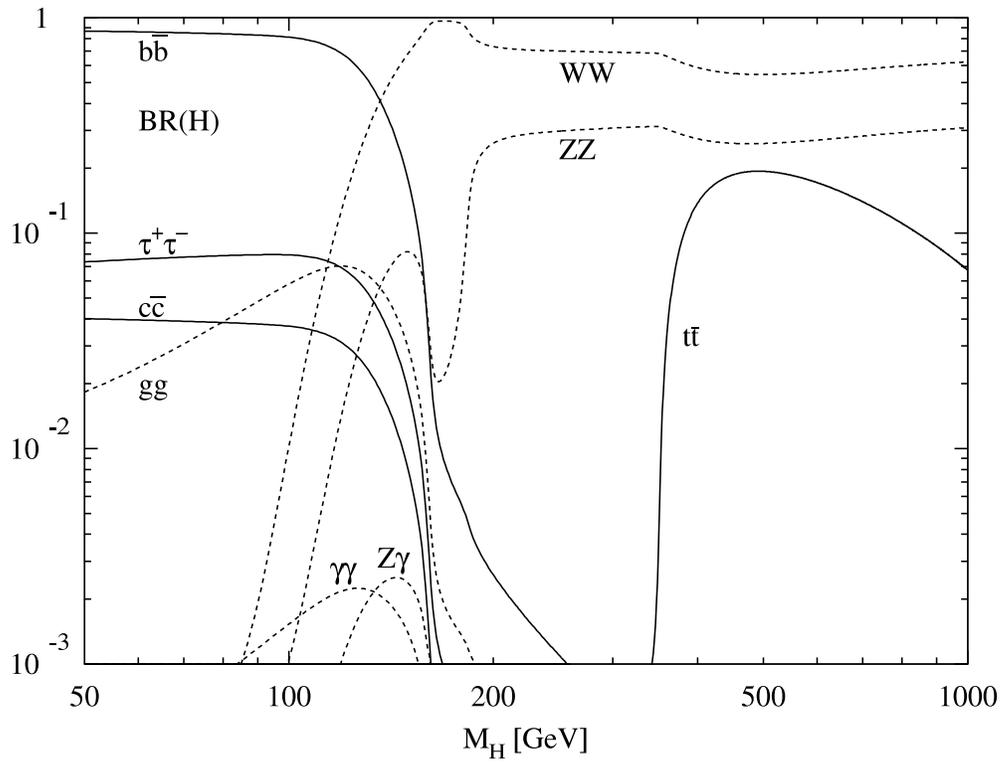


Abbildung 3.5: Die Verzweigungsverhältnisse in die wesentlichen Zerfallskanäle. Die wichtigsten NLO-Beiträge sind berücksichtigt. (s. [14])

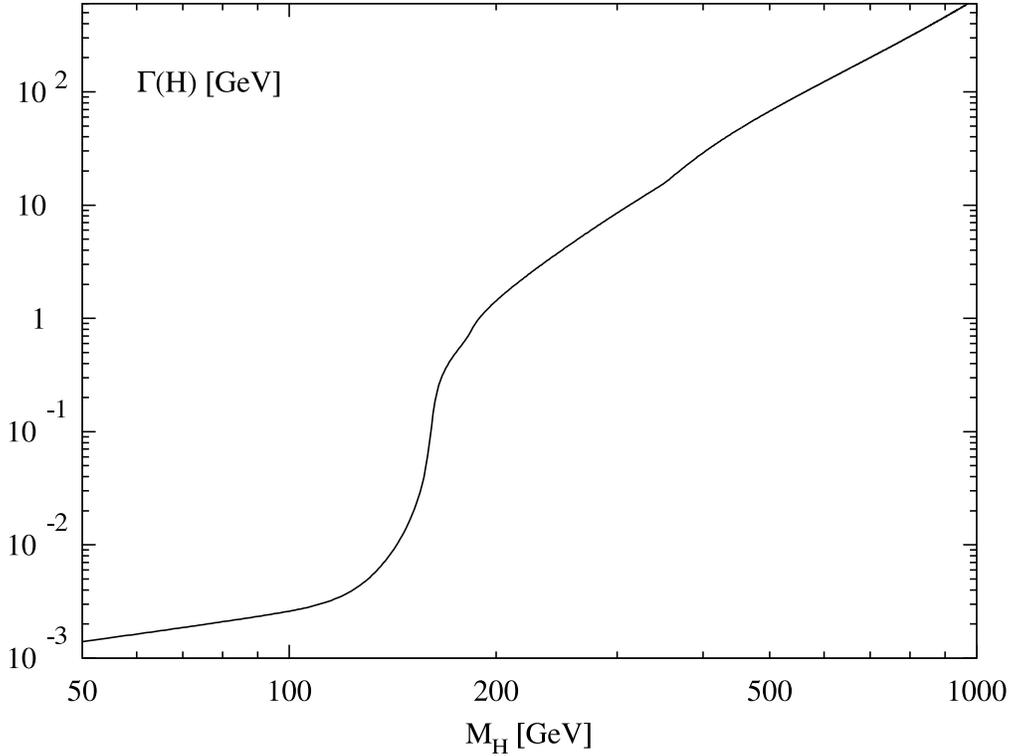


Abbildung 3.6: Die totale Breite des Standardmodell-Higgs in Abhängigkeit von der Masse. Bei ca. 150 GeV gewinnen die Zerfälle in Eichbosonen an Bedeutung, und die Breite steigt sprunghaft an. (s. [14])

Die verschiedenen Partialbreiten sind in Abbildung 3.5 als Funktion der Higgs-Masse aufgetragen. Bemerkenswert ist, dass für hohe Massen die naiv erwartete Massenordnung umgekehrt scheint. Der Zerfall in Top-Paare hat trotz der hohen Masse und des Farbkombinationsfaktors eine kleinere Breite als der Zerfall in Vektorbosonen. Dies beruht auf der unterschiedlichen Kopplung des Higgs an Fermionen (Yukawa-Kopplung s.o.) und an Vektorbosonen. W-Paare haben eine höhere Partialbreite als Z-Paare wegen des Phasenraum-Faktors, der durch die Unterscheidbarkeit der W aufgrund der Ladungen hinzukommt. Summiert man alle Breiten auf, so erhält man die gesamte Breite, die in Abbildung 3.6 aufgetragen ist. Bis zu einer Masse von ungefähr 140 MeV ist die Higgsbreite sehr klein, $\Gamma_H < 10 \text{ MeV}$, steigt dann durch die Zerfälle in W- und Z-Paare schnell an und erreicht bei der ZZ-Schwelle eine Breite von ca. 1 GeV. Auch diese Breite ist noch so klein, dass sie am LHC nicht direkt bestimmt werden kann. Erst ab $M_H \approx 250$ GeV wird sie so groß, dass sie die experimentelle Auflösung dominiert und somit messbar ist.

3.3 Gegenwärtige Massengrenzen

Im Rahmen des Standardmodells ist die Masse des Higgs der einzige unbekannt Parameter. Es liegt also nahe, zu versuchen, möglichst enge Schranken an diese Masse zu finden. Aus theoretischen Überlegungen kann man zunächst recht weite erlaubte Massenbereiche bestimmen. Die WW-Streuung, aus deren Vereinbarkeit mit der Unitarität man die Existenz eines Higgs-Bosons ableiten kann, bietet auch einen Zugang zu einer theoretischen Massengrenze. Als Folge der Zeit-Energie-Unschärfe müssen Teilchen von einem physikalischen System entkoppeln, wenn ihre Masse beliebig anwächst. Also muss eine Obergrenze für die Higgs-Masse existieren, um die Unitarität nicht zu verletzen.

Eine interessantere, starke Einschränkung der Higgs-Masse ergibt sich aus Überlegungen, die auf der Skala Λ basieren, bis zu der das Standardmodell ohne Hinzufügen neuer Phänomene gültig sein soll. Bis zu dieser Skala sollen also keine neuen starken Kräfte oder andere Teilchen auftauchen [21]-[25]. Betrachtet man die Higgs-Selbstkopplung λ , so findet man, dass die in Abb. 3.7 dargestellten Diagramme den wichtigsten Anteil ausmachen. Die Higgs-Schleife führt zu einem unendlichen Anwachsen des Wirkungsquerschnittes, während die Top-Box mit wachsender Top-Masse die Kopplung reduziert, sogar bis in den unphysikalischen negativen Bereich. Die Forderung, dass die Kopplung bis zur Skala Λ endlich bleibt - ohne dass neue Teilchen auftauchen -, lässt sich in eine Obergrenze für die Higgs-Masse übersetzen:

$$M_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log(\Lambda^2/v^2)} \quad (3.6)$$

v ist die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung: $v = 1/\sqrt{\sqrt{2}G_F}$. Eine untere Schranke für die Higgs-Masse folgt aus der Bedingung, dass das Vakuum stabil bleiben soll. Da die Top-Box die Kopplung mit wachsender Top-Masse unter Null treibt, wird das Vakuum instabil. Daher muss die Higgs-Masse einen Mindestwert überschreiten, um dies zu kompensieren. Dieser Mindestwert hängt von der Top-Masse und der Skala Λ ab [26]. In Abb. 3.8 sind die Grenzen auf die Higgs-Masse in Abhängigkeit der Top-Masse für verschiedene Abschneidewerte Λ angegeben. Für $\Lambda = 1\text{TeV}$ und $m_t = 175\text{GeV}$ liegt die Higgs-Masse damit zwischen 55 GeV und 700 GeV. Sollte das Standardmodell bis zur Planckskala gültig sein, bleibt nur ein schmaler Massenbereich zwischen 130 GeV und 190 GeV. Im Umkehrschluss bedeutet eine Higgs-Masse außerhalb dieser Grenzen, dass es bis zur dazugehörigen Skala neue physikalische Phänomene geben muss.

Direkte Messungen der LEP-Experimente haben eine unteres Limit auf die Standardmodell-Higgs-Masse von 114,4 GeV [29] ergeben. Aus indirekten Messungen kann auch eine obere Massengrenze abgeleitet werden. Die elektroschwachen Korrekturen,

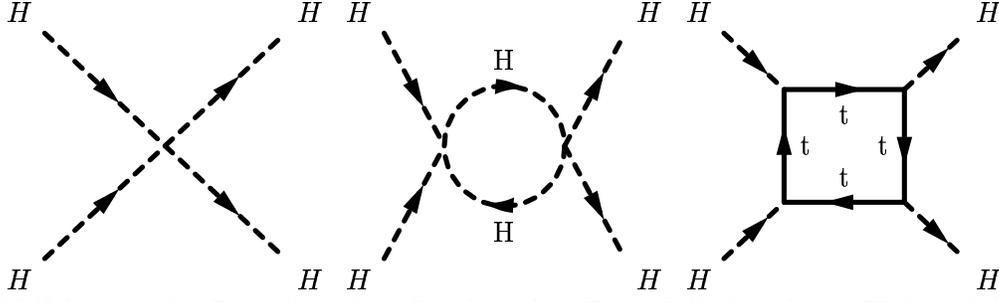


Abbildung 3.7: Die führenden Graphen der Higgs-Selbstkopplung. Während der Higgs-Loopgraph (Mitte) zu einem Anwachsen des Wirkungsquerschnittes mit zunehmender Higgs-Masse führt, dämpft der Top-Box-Graph (rechts) diese Divergenz; für große Top-Massen sogar soweit, dass der Wirkungsquerschnitt für zu kleine Higgs-Massen negativ würde.

die ja gerade eingeführt werden mussten, um das Standard-Modell renormalisierbar zu machen, erlauben über einen Fit an verschiedene Parameter eine indirekte Messung der Higgs-Masse durch die Beiträge des Higgs in Loops und Korrekturen.

Die Fermi-Kopplung kann durch die schwache Kopplung und die W-Masse ausgedrückt werden. In niedrigster Ordnung ergibt sich:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (3.7)$$

Nach Ersetzen der schwachen Kopplung und der W-Masse durch Einsetzen der elektromagnetischen Kopplung, des elektroschwachen Mischungswinkels und der Z-Masse kann dieser Zusammenhang zuzüglich der Korrekturterme wie folgt ausgedrückt werden:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi\alpha}{\sin^2 2\theta_W M_Z^2} [1 + \Delta r_\alpha + \Delta r_t + \Delta r_H] \quad (3.8)$$

Die Δ -Terme stellen die Korrekturen durch verschiedene Einflüsse dar:

- r_α : Korrektur auf die elektromagnetische Kopplung, die durch die Auswertung von α bei M_Z^2 statt bei verschwindendem Impuls entsteht.
- r_t : Korrektur durch Beiträge von Top (und Bottom) zu den Massen von W und Z.
- r_H : Korrektur aus Beiträgen des Higgs zu den Massen.

In erster Ordnung hängt der Beitrag Δr_H nur logarithmisch von der Higgs-Masse ab:

$$\Delta r_H = \frac{G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{11}{3} \left[\log \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right] \quad (M_H^2 \gg M_W^2) \quad (3.9)$$

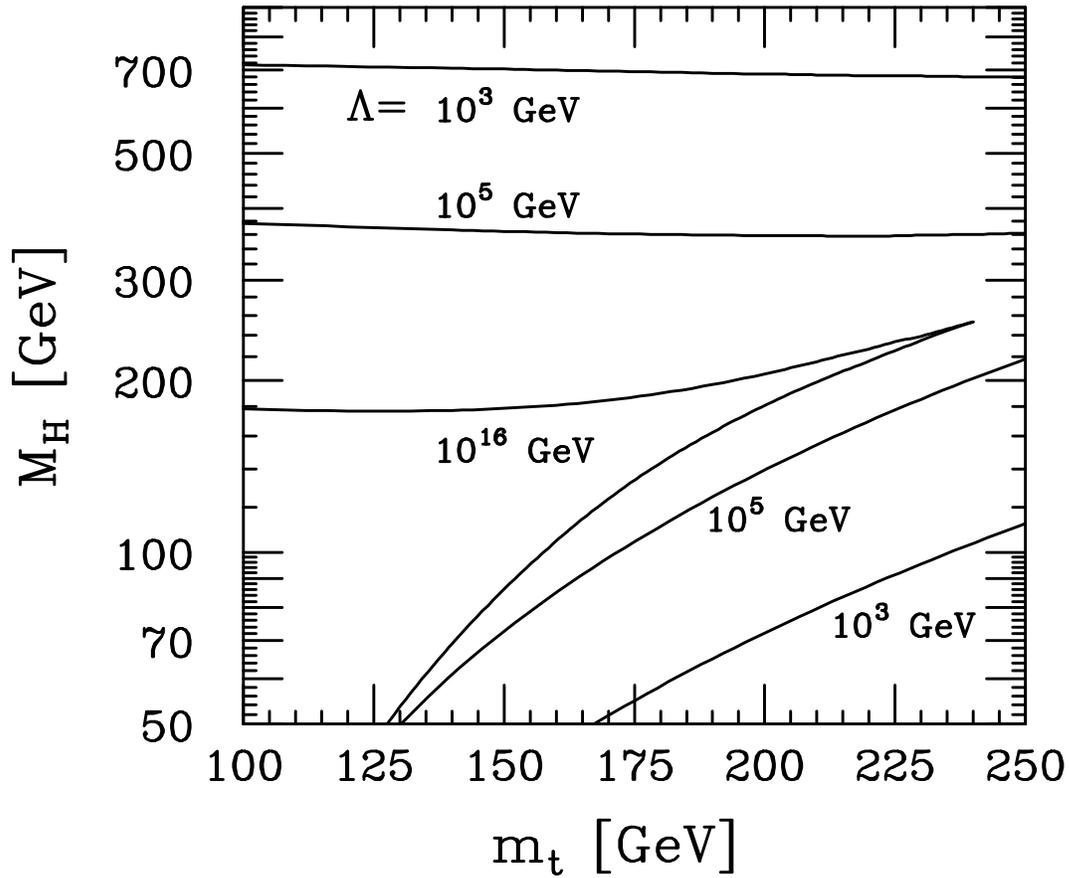


Abbildung 3.8: Theoretische Grenzen auf die Higgs-Masse in Abhängigkeit von der Top-Masse und verschiedener Werte für den Cut-Off-Parameter Λ , der die Skala definiert, bis zu der keine neuen physikalischen Phänomene auftauchen sollen. Der gegenwärtig mögliche Bereich liegt in einem schmalen Band (ca. 5 GeV breit) um die Top-Masse $m_t \approx 175$ GeV (siehe [21]-[26]).

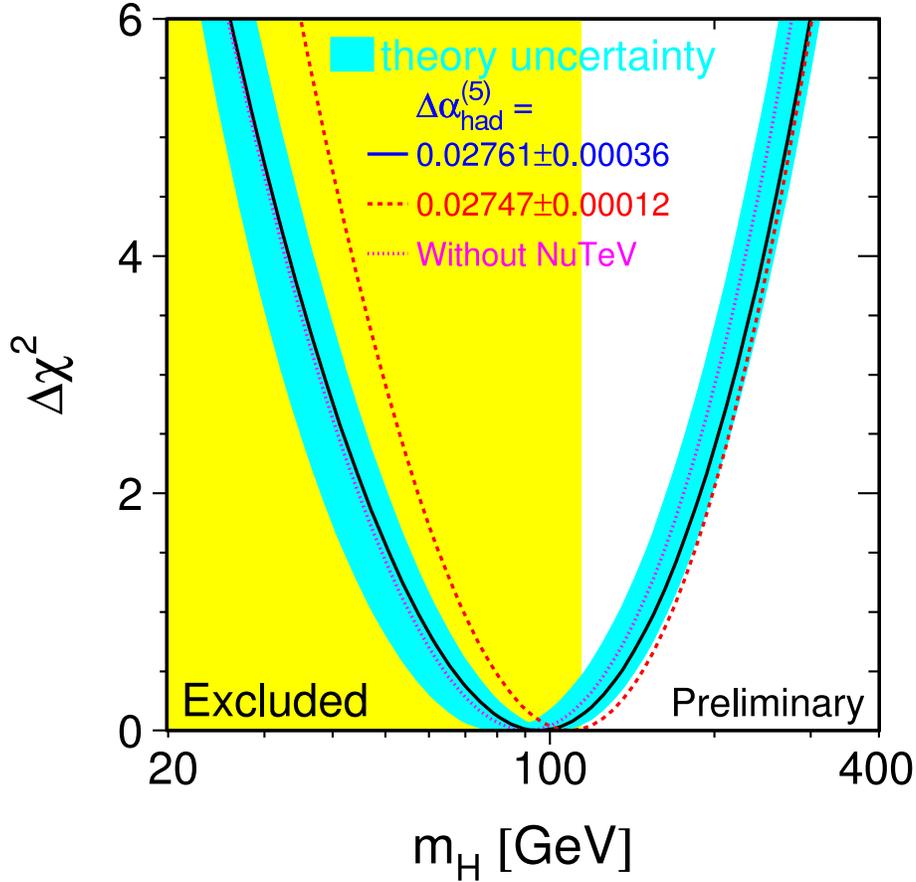


Abbildung 3.9: Der gegenwärtige beste Fit der Higgs-Masse aus indirekten Messungen. Der gelbe Bereich ist der durch direkte Messungen ausgeschlossene Massenbereich. Das blaue Band gibt die Abweichung $\Delta\chi^2$ vom besten Fit in Abhängigkeit von der Higgs-Masse an. Die Breite des Bandes reflektiert die theoretischen Fehler.

Trotz dieser schwachen Abhängigkeit von der Higgs-Masse ist dank der hohen Präzision der gegenwärtigen Messungen ein gewisses Potential zur Eingrenzung der Higgs-Masse vorhanden. Allerdings ist die Situation längst nicht so aussichtsreich wie bei der indirekten Bestimmung der Top-Masse, da in diesem Fall die Korrekturterme quadratisch von der Top-Masse abhängen.

Abb. 3.9 zeigt die Zusammenstellung der jüngsten Ergebnisse aus vielen elektroschwachen Präzisionsmessungen in Form eines Fits auf die Higgs-Masse [30]. Die verwendete W -Masse ist $m_W = 80.426 \pm 0.034$ GeV, die Top-Masse $m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV. Die Fit-Wahrscheinlichkeit beträgt nur 4,5%; sie folgt aus dem $\chi^2/ndf = 25.4/15$. Die Qualität des Fits leidet vor allem unter zwei Messungen: die NuTeV-Resultate und die Messung der Forward-Backward-Asymmetrie A_{FB} der LEP-Messungen. Der be-

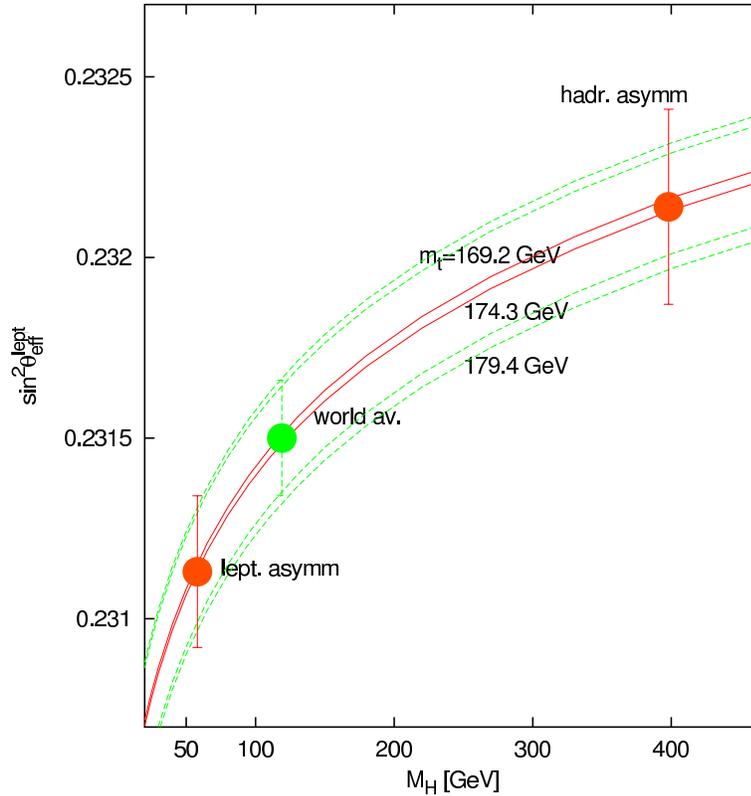


Abbildung 3.10: Die Abhängigkeit der Higgs-Masse von $\sin^2 \theta_{eff}^{lep}$, ermittelt aus leptonischen und aus hadronischen Asymmetrien.

ste Wert für die Higgs-Masse liegt bei $m_{best} = 96$ GeV, ist also durch direkte Messung bereits ausgeschlossen. Das obere Limit auf die Higgs-Masse liegt bei ca. $m_{upper} \approx 220$ GeV (95% Konfidenz). Diese Zahlen sind praktisch unabhängig von den NuTeV-Ergebnissen. Lässt man sie weg, ergeben sich $m_{best} = 91$ GeV und $m_{upper} \approx 202$ GeV. Jedoch verbessert sich die Qualität des Fits auf $\chi^2/ndf = 16.8/14$; entsprechend 26.5% Fit-Wahrscheinlichkeit. Die auffälligste Diskrepanz zwischen den einzelnen für den Fit verwendeten Daten findet sich im Vergleich zwischen der Links-Rechts-Asymmetrie A_{LR} , gemessen von SLD, und der Forward-Backward-Asymmetrie A_{FB}^b , gemessen von den LEP-Experimenten. Beide Messungen ermitteln letztlich dieselbe Größe $\sin^2 \theta_{eff}^{lep}$ aus der Kopplung der Fermionen an ein On-Shell Z^0 . Die leptonischen Asymmetrien bevorzugen ein sehr leichtes Higgs, während von den Messungen mit hadronischen Endzuständen ein sehr schweres Higgs bevorzugt wird (siehe Abb. 3.10).

Es bleiben hier nur zwei prinzipielle Interpretationen: Der Wert von A_{FB}^b weist auf neue Physik im b-Sektor hin, oder es handelt sich um eine zufällige Fluktuation

bzw. unverständene Systematik. Die logische Konsequenz daraus, diesen Wert A_{FB}^b aus dem Fit herauszulassen, führt dann natürlich zu einem wesentlich konsistenten Higgs-Massen-Fit, jedoch mit $m_{best} = 42$ GeV und $m_{upper} = 120$ GeV. Dies ist ebenso unbefriedigend wie der unwahrscheinlichere Fit, der A_{FB}^b einschließt, da das Limit aus direkten Messungen ja bereits bei 114,4 GeV liegt. ([32],[33] und [34])

Was bis jetzt jedoch noch nicht erwähnt wurde, ist die Abhängigkeit des Fits von der Top-Masse. Neuere Ergebnisse von D0 aus dem Run I ergeben eine Top-Masse von $m_t = 180.1 \pm 5.4$ GeV [35]. Der Einfluss einer höheren Top-Masse ist allerdings sehr groß, wie Abb. 3.11 zeigt, in der eine höhere Top-Masse von 179.4 ± 5.1 GeV zugrundegelegt wurde. Hier liegt das obere Limit bei $m_{upper} = 280$ GeV. Der genaue Wert der Top-Masse wirkt sich also sehr viel stärker auf das Ergebnis aus als beispielsweise die NuTeV-Ergebnisse und relativiert damit die Probleme aus den Diskrepanzen der anderen Werte etwas. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass die indirekte Bestimmung der Higgs-Masse von vielen Problemen begleitet ist und somit, trotz der Qualität des Fits, eine Einschränkung der folgenden Untersuchungen auf einen Bereich unterhalb von 200 GeV nicht gerechtfertigt ist. Zudem gibt es noch weitere theoretische Möglichkeiten eine höhere Higgsmasse zu erklären [37], [31]. Die Bestimmung der Kopplungsstruktur in Kapitel 8 wird daher auch Massenbereiche bis 300 GeV einbeziehen.

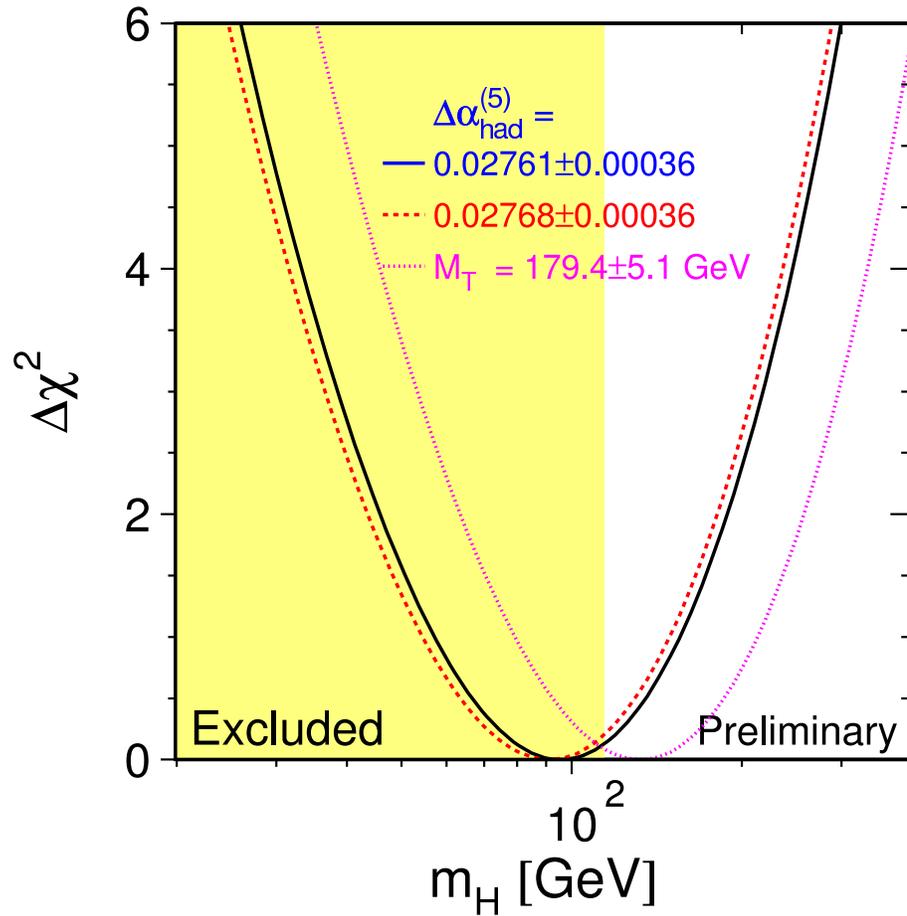


Abbildung 3.11: Der Fit der Higgs-Masse aus indirekten Messungen mit einer Top-Masse von 179.4 ± 5.1 GeV. Der gelbe Bereich ist der durch direkte Messungen ausgeschlossene Massenbereich. (aus [36])

4 LHC und der Atlas-Detektor

Nach dem erfolgten Abbau von LEP wird im selben Tunnel der “Large Hadron Collider” (LHC) installiert, und an vier Wechselwirkungspunkten werden die Experimente Atlas, CMS, Alice und LHC-B aufgebaut. Atlas und CMS sind “multipurpose” Experimente, die hohes Entdeckungspotential mit Präzisionsmessungen verbinden sollen.

4.1 LHC - Der Large Hadron Collider

Der “Large Hadron Collider” - LHC - beschleunigt zwei Protonstrahlen in entgegengesetzter Richtung jeweils auf bis zu 7000 GeV. Damit beträgt die nominelle Schwerpunktsenergie 14 TeV. Die eigentliche Kollision findet aber zwischen den Konstituenten des Protons, also den Quarks und Gluonen statt. Diese tragen nur einen gewissen Bruchteil x der Energie des Protons.

Die Wahrscheinlichkeit, in einem Proton ein bestimmtes Teilchen mit dem Bruchteil x anzutreffen, wurde und wird im Detail in tiefinelastischer Streuung studiert und durch die sog. Strukturfunktionen ausgedrückt. Dabei fällt vor allem eine Abhängigkeit der Strukturfunktion vom Impulsübertrag Q^2 auf. Für verschiedene Impulsüberträge findet man also unterschiedliche Aufteilungen der Anteile am Gesamtimpuls des Protons. Diese Aufteilung ist eine Folge des nichtpertubativen Charakters der inneren Protonstruktur, die darauf zurückgeht, dass die Gluonen selbst Farbladung tragen, also selbst der Wechselwirkung unterliegen, die sie vermitteln. Der Impulsübertrag Q^2 kann auch als eine Skala interpretiert werden, die definiert, welche Anteile der Streuung als harter Anteil der Streuung betrachtet werden und welcher Anteil durch die Strukturfunktion ausgewertet wird. Die Strukturfunktionen können auf verschiedene Weise parametrisiert werden. Eine der populärsten ist die als CTEQ [47] bekannte Auswertung der verschiedensten Daten, die in einer Sammlung von Parametrisierungen und Renormalisierungsschemata veröffentlicht wird. In Abb. 4.1 sind die Strukturfunktionen $f(x) = x_f \cdot cteq(f, x, Q = 200 \text{ GeV})$ für verschiedene Teilchensorten f in der Parametrisierung CTEQ5M angegeben.

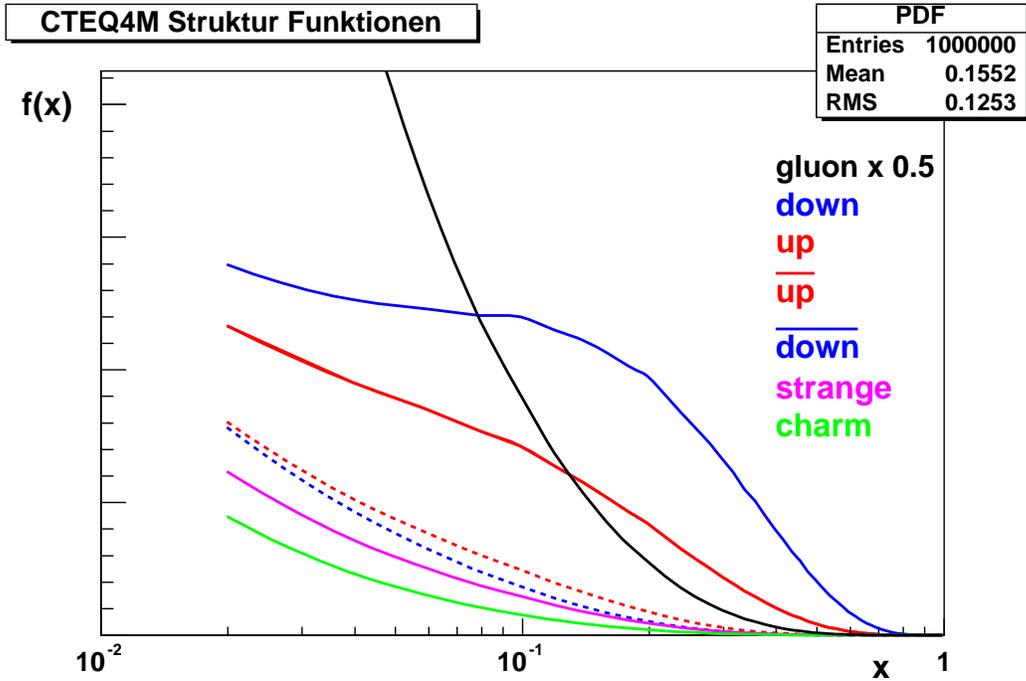


Abbildung 4.1: Strukturfunktion des Protons in der Parametrisierung CTEQ5M bei einer Skala von $Q = 200 \text{ GeV}$. Die Graphen geben die relative Wahrscheinlichkeit wieder, bei gegebenem x ein Gluon oder Quark des entsprechenden Flavours vorzufinden.

Die Wahrscheinlichkeit $P(\sqrt{\hat{s}})$, an einem Hadron Collider mit nomineller Energie \sqrt{s} eine Kollision von Teilchen der Flavour f_1 und f_2 mit Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ zu beobachten, kann als Integral über die Strukturfunktion $f_f(x, Q)$ berechnet werden:

$$P(\hat{s}) = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{f_1}(x_1, Q) \cdot f_{f_2}(x_2, Q) \delta(s((x_1 + x_2)^2 - (x_1 - x_2)^2), \hat{s}) \quad (4.1)$$

Diese Wahrscheinlichkeit P ist in Abb. 4.2 gegen die Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ für eine nominelle Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ aufgetragen. Es sind die drei Kombinationen von den Partonen aufgetragen, die den größten Teil des Protonimpulses tragen. Die Gluon-Gluon-Streuung ist Ausgangspunkt für z.B. Higgs-Produktion in Gluonfusion, aber auch für viele QCD-Prozesse. Up-Down-Streuung kann zu Prozessen führen, in denen ein Boson im t-Kanal ausgetauscht wird, wie z.B. bei der Vektor-Boson-Fusion. Down-Antiup-Streuung kann geladene Teilchen erzeugen wie W-Bosonen. Die Wahrscheinlichkeit für Quark-Antiquark-Streuung ($u\bar{u}$ und $d\bar{d}$) ist etwas kleiner als die für Up-Down-Streuung und führt zu ungeladenen Teilchen wie Gluonen oder dem Z-Boson.

Es fällt vor allem auf, dass der weit überwiegende Teil der Kollisionen bei sehr niedriger Energie stattfindet. Dies wird dadurch kompensiert, dass die nominelle Schwerpunktsenergie hoch genug ist und die Luminosität des LHC so hoch sein wird, dass ausreichend viele Ereignisse zwischen wenigen 10 GeV und 1 TeV stattfinden, um ausreichend Entdeckungspotential zu bieten. Dennoch bleibt das Problem, die interessanten Ereignisse bei hohen Energien von den um etliche Größenordnungen häufigeren niederenergetischen Ereignissen zu trennen. Daraus resultiert die Notwendigkeit einer aufwändigen mehrstufigen Triggeranordnung, um die interessanten Ereignisse zu selektieren.

Allgemein können Wirkungsquerschnitte gemäß dem Faktorisierungstheorem als Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt der Partonstreuung (dem sog. harten Anteil) und der Strukturfunktion für die beteiligten Partonen der Flavour f_1 und f_2 berechnet werden:

$$\sigma_{hadronic} = \sum_{f_1, f_2} \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{f_1}(x_1, Q) f_{f_2}(x_2, Q) \sigma_{partonic} \quad (4.2)$$

Ein weiteres Charakteristikum von Hadron-Kollisionen ist, dass der harte Anteil der Streuung von Prozessen niedriger Energie begleitet wird. Dabei lassen sich zwei Anteile unterscheiden. Bei der Kollision der Partonen innerhalb des Protons wird fast immer die Struktur des Protons zerstört. Die nicht an der harten Streuung beteiligten Teilchen werden als “Spectator” bezeichnet. Sie balancieren den meist geringen transversalen Anteil der Streuung aus und fragmentieren und hadronisieren zu Jets von relativ niedriger Energie und geringem transversalen Impuls. Desweiteren finden Kollisionen immer in sogenannten Bunches, i.e. Gruppen von Protonen, statt. Protonen werden in Bunches beschleunigt und so auch zur Kollision gebracht. Dadurch kollidieren im allgemeinen mehrere Protonenpaare miteinander. Gemäß dem Verlauf der Strukturfunktionen sind die weitaus meisten dieser Kollisionen uninteressant, da sie bei niedriger Schwerpunktsenergie stattfinden (siehe Abb. 4.2). Diese Ereignisse werden als “Minimum-Bias-Events” bezeichnet und führen zu einer Vielzahl niederenergetischer Spuren im Detektor.

Der LHC wird in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. In einer “Low Luminosity” Phase mit niedrigerer instantaner Luminosität ($L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) werden kleinere Bunches und größere Abstände zwischen den Bunches verwendet. In der “High Luminosity” Phase ist die instantane Luminosität zehnmal höher ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Zwischen zwei Bunch-Kollisionen liegen dann nur noch 25 ns. Die Vorteile, die durch die höhere Ereignisrate zustande kommen, liegen auf der Hand. Dagegen sind allerdings die Nachteile nicht unbeträchtlich. Die Zahl der Events pro Bunchcrossing nimmt auf im Mittel 23 zu, und durch kürzere Abstände zwischen den

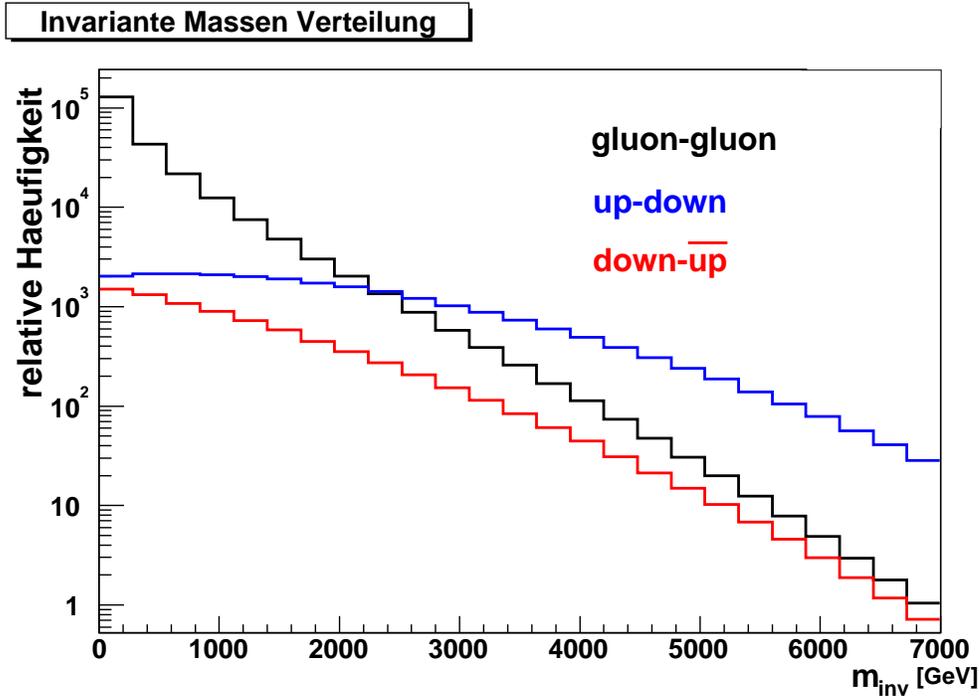


Abbildung 4.2: Relative Wahrscheinlichkeiten einer Kollision zweier Teilchen der angegebenen Flavour bei einer Schwerpunktsenergie \hat{s} in einem 14 TeV pp -Beschleuniger.

Events kommt es zu einem größeren zeitlichen Überlapp zwischen zwei Ereignissen. Die höheren Raten können in einigen Detektorteilen dazu führen, dass die Energie-deposition des vorhergehenden Events noch nicht weit genug abgebaut ist, bevor das nächste Ereignis getriggert wird (Pile-Up-Effekt). Vor allem im Kalorimeter kommt es dadurch zu einer Verschlechterung der Performanz und der Genauigkeit der Ergebnisse.

4.2 Atlas - Ein “multi-purpose” Detektor

Der Atlas-Detektor vereint hohes Entdeckungspotential mit der Möglichkeit von Präzisionsmessungen. Dies wird erreicht durch einen möglichst hermetisch geschlossenen Detektor mit gut auflösender Kalorimetrie bis weit in die Vorwärtsbereiche und durch möglichst genaue Spurmessungen über einen möglichst großen Rapiditätsbereich. Der Aufbau folgt dem üblichen Schema für zylindrische Detektoren. Eine Gesamtansicht ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die inneren Spurkammern werden von den Kalorimetern umgeben, worauf das Myonspektrometer folgt. Im inneren Detektor

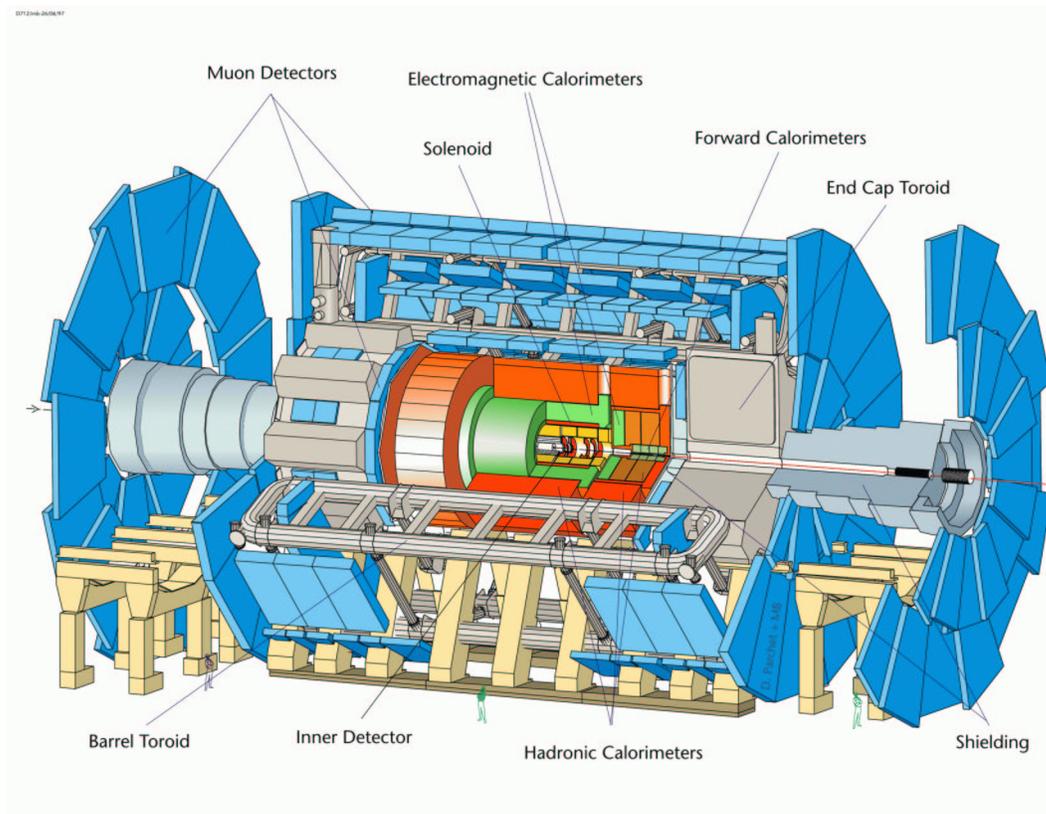


Abbildung 4.3: Gesamtansicht des Atlas-Detektors. Das große Myonsystem ist blau gezeichnet, mit den dazugehörigen Toroidspulen in grau. Die Kalorimeter sind orangefarben (hadronisch) und grün (elektromagnetisch). Der innere Detektor ist gelb dargestellt.

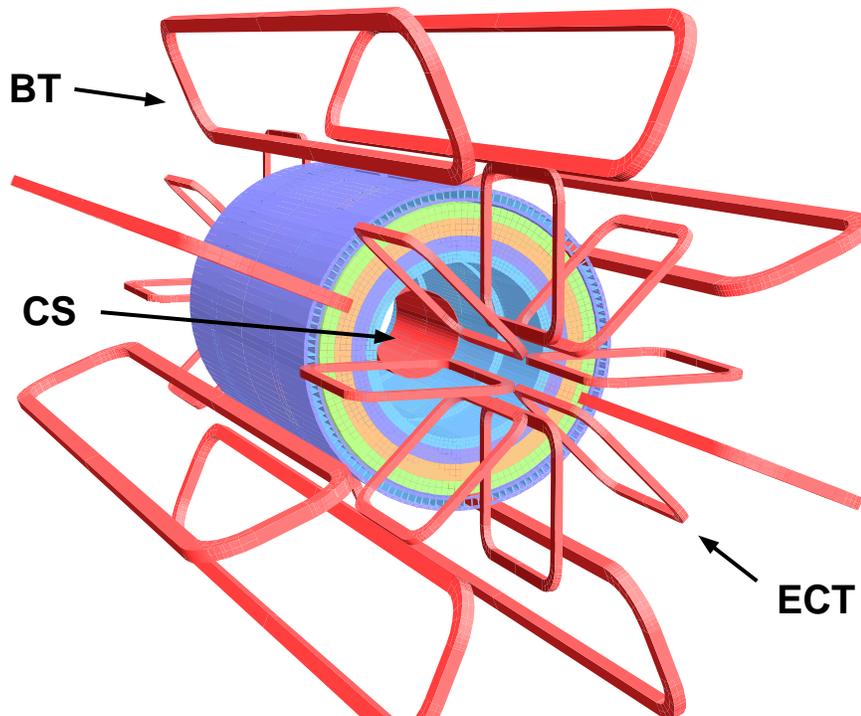


Abbildung 4.4: Das Atlas-Magnetsystem (rot), bestehend aus dem zentralen Solenoid (CS), dem Barrel-Toroid (BT) und den zwei Endcap-Toroiden (ECT).

und dem Myonsystem sorgt ein hohes Magnetfeld für eine Krümmung der geladenen Spuren, wodurch Ladung und Impuls gemessen werden können.

Die für die hier gemachten Analysen wichtigsten Detektorbestandteile und ihre Leistungsmerkmale werden im folgenden erläutert. Anschließend werden die kritischsten Detektor-Parameter mit Hilfe der Simulation bestimmt und mit den erwarteten Werten verglichen. Ich fasse hier die wesentlichen Informationen aus dem Technical Design Report (TDR) [52] zusammen, wobei ich mich auf die Eigenschaften konzentriere, die für die folgenden Analysen in dieser Arbeit wichtig sind. Daher ist die Darstellung nicht vollständig, was jedoch auch weit über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen würde. Für detailliertere Informationen verweise ich daher auf [52] und die dort zitierten Dokumente für die Subsysteme.

Magnetsystem

Das Magnetfeld wird erzeugt durch einen Solenoid im inneren Detektor, der außerhalb der Kalorimeter von drei Toroid-Magneten umgeben ist, die jeweils aus 8

Luftspulen bestehen. Das Toroidsystem besteht aus dem Barrel-Toroid (BT) und zwei Endcap-Toroiden (ECT), wie in Abb. 4.4 dargestellt ist. Alle Magnetspulen sind supraleitend. Die ungewöhnliche Anordnung und die Größe des gesamten Magnetsystems (25,3 m Länge und 20,1 m Durchmesser) stellen hohe Anforderungen an Entwicklung und Bau des Systems. Das äußere Toroidfeld jedoch ermöglicht eine genaue Messung des Myonimpulses ohne Zuhilfenahme des inneren Detektors, was in der High-Luminosity-Phase Präzisionsmessungen ermöglicht.

Der Solenoid im inneren Detektor erzeugt ein weitgehend homogenes Feld mit einer Feldstärke um 2 T, mit Spitzenwerten von 2,6 T in der unmittelbaren Nähe des Supraleiters selbst. Der CS-Magnet selbst muss, da er innerhalb der Kalorimeter liegt, so materialsparend wie möglich konstruiert werden. Er liegt deshalb mit dem elektromagnetischen Kalorimeter zusammen im selben Vakuumtank. Der Magnet selbst ist so dünn wie möglich gebaut, ohne dabei die Stabilität zu gefährden.

Die Toroidspulen sind als Luftspulen schon vom Design her sehr materialsparend und reduzieren daher Vielfachstreuung im Myonsystem auf ein Minimum. Alle drei Toroidsysteme (ein Barrel-Toroid und zwei Endkappen-Toroide) bestehen aus je acht Spulen, die ein Feld zwischen 3,9 T und 4,1 T erzeugen. Die entscheidende Größe für die Impulsmessung der Myonen ist die "Bendingpower" oder Krümmungskraft, also das Integral $\int B dl$, wobei B die Feldkomponente senkrecht auf dem Weg l ist, über den vom Wechselwirkungspunkt bis zu den äußeren Kammern integriert wird. Der BT hat eine Bendingpower von 2 bis 6 Tm (Pseudorapiditätsbereich $0 \leq |\eta| \leq 1,3$) und die ECT zwischen 4 und 8 Tm $1,6 \leq |\eta| \leq 2,7$). Im Übergangsbereich der Felder ist die Bendingpower etwas reduziert.

Innere Spurkammern

Der innere Teil des Detektors ist mit Spurkammern verschiedener Bauweise instrumentiert. Die Art der verwendeten Detektoren hängt von der notwendigen Auflösung, der nach innen zunehmenden Spurdichte und von der notwendigen Strahlenhärte ab. Der innere Detektor wird zur Identifikation von Elektronen und Photonen sowie den geladenen Spuren aus Jets verwendet. Besonders die Rekonstruktion des Vertex und eines eventuellen zweiten Vertex in Jets verlangt eine hohe Präzision der Spurmessung. Vor allem die inneren Lagen aus Pixel-Siliziumzählern müssen die sehr hohen Anforderungen an Strahlenhärte erfüllen, die durch die Spurdichte in diesem Bereich vorliegt (300 kGy ionisierende Strahlung und über 5×10^{14} Neutronen pro cm^2).

Der innerste Detektor ist der Vertexdetektor direkt um die Strahlröhre. Durch die hohe Spurdichte nahe am Wechselwirkungspunkt muss hier ein Halbleiter-Pixeldetektor

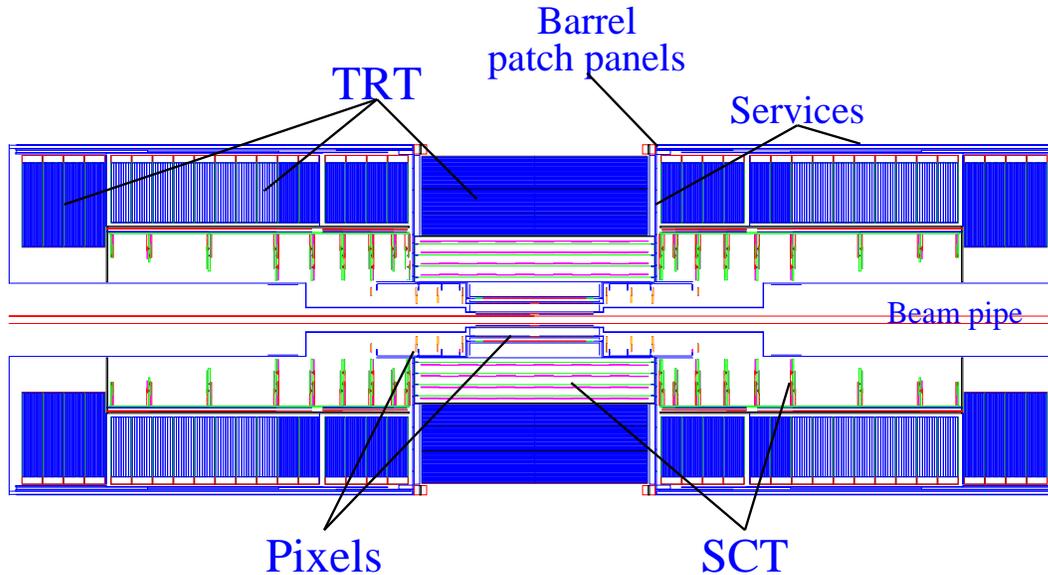


Abbildung 4.5: Die Anordnung der Spurkammern im inneren Detektor. Die Techniken sind so aufeinander abgestimmt, dass die Impuls-Auflösung durch keine Komponente besonders reduziert wird. Die inneren, sehr teuren Pixel-Detektoren sind von präzisen Siliziumstreifen-Zählern (SCT) und diese von Übergangsstrahlungsdetektoren (TRT) umgeben.

verwendet werden, um die Zuordnungs- und die “Occupancy”-Probleme von gekreuzten Streifenzählern zu umgehen. Der Pixeldetektor besteht aus drei “Barrel”-Lagen mit Radien von etwa 4 cm, 10 cm und 13 cm. Dazu kommen an beiden Seiten fünf scheibenförmige Endkappen-Detektoren mit Radien zwischen 11 und 20 cm. Die Auflösung der Barrel-Detektoren beträgt typischerweise $\sigma R\phi = 12\mu\text{m}$ und $\sigma z = 66\mu\text{m}$, die der Endkappen-Detektoren $\sigma R\phi = 12\mu\text{m}$ und $\sigma z = 77\mu\text{m}$. Diese Werte hängen etwas vom Winkel der Spur zu den Detektorlagen ab.

An den Pixeldetektor schließen sich Microstrip-Detektoren (SCT) an. Die fein granulierten Pixeldetektoren, kombiniert mit dem SCT als Tracker, erlauben präzises Tracking über größere Distanzen trotz hoher Spurdichte. Die acht Lagen des SCT bestehen aus Modulen von $6,36 \times 6,40 \text{ cm}^2$, auf denen 768 Streifen mit einem Abstand von $80 \mu\text{m}$ untergebracht sind. Jeweils zwei dieser Module werden durch Wirebonds miteinander verbunden. Zwei solche Module werden unter einem kleinen Winkel auf die zwei Seiten der Halte- und Kühlstruktur geklebt. Die Ausleseelektronik ist auf einem Hybrid auf den Modulen untergebracht. Der SCT besteht aus vier Barrel-Lagen und neun Endkappen-Lagen auf jeder Seite. Die Auflösung beträgt typischerweise $\sigma R\phi = 16\mu\text{m}$ und $\sigma z = 580\mu\text{m}$. Durch die Anzahl an Lagen und die Position weiter außen hat die schlechtere Einzelauflösung keinen negativen Einfluss auf die gesam-

te Präzision des Trackings. Die Anzahl an Lagen für diese Tracker ist durch hohe Kosten, aber auch durch die Materialmenge, die sie einbringen, limitiert. Jede Spur durchquert im Mittel drei Pixellagen und acht Lagen des SCT. Durch die Anordnung in kleinem Stereowinkel (40 mrad) entsprechen die acht Lagen SCT vier dreidimensionalen Ortspunkten.

Weiter außen ist der Transition Radiation Tracker (TRT) vorgesehen, der die weitere Spurrekonstruktion bis an den Solenoid erlaubt, dabei aber weniger Material benötigt und geringere Kosten verursacht als die Siliziumdetektoren. Der TRT verwendet "Strawtubes", sehr dünne Gas-Zählrohre, mit einer Länge von 144 cm, deren Verhalten durch ihre kleinen Durchmesser (4 mm) und die damit verbundene Abschirmung der Signal-Drähte voneinander trotz der hohen Spurdichte nicht unter Hochrateneffekten leidet. Xenon in den Gaszählern erlaubt zusätzlich Elektroneidentifikation durch Nachweis der Übergangsstrahlung, die in dem zwischen den Strawtube-Lagen eingebrachten Material entsteht. Dazu werden zwei verschiedene Schwellenwerte für die Signale der Strawtubes verwendet. Bei Überschreiten der unteren Schwelle wird die Driftzeitmessung zur Spurrekonstruktion verwendet, die höhere Schwelle dient dem Nachweis der Übergangsstrahlung.

Kalorimeter

Der Aufbau des Atlas-Kalorimeters ist in Abb. 4.6 dargestellt. Das Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (EM), das den Bereich $|\eta| < 3,2$ abdeckt, einem hadronischen Barrel-Kalorimeter ($|\eta| < 1,7$), einem hadronischen Endkappen-Kalorimeter ($1,5 < |\eta| < 3,2$) und dem Vorwärts-Kalorimeter ($3,1 < |\eta| < 4,9$). Die gute Abdeckung im Vorwärtsbereich bei guter Energieauflösung ist Voraussetzung für die präzise Bestimmung fehlender Energie, wie sie u.a. für viele wichtige Entdeckungen (z.B. die meisten SUSY-Zerfälle) wichtig ist.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Blei-Flüssigargon-Kalorimeter mit Blei-Absorbern und Kapton-Elektroden, vor dem im Bereich $|\eta| < 1,8$ ein zusätzlicher Presampling-Detektor angebracht ist. Im Barrel-Bereich entspricht die Materialmenge vor dem Kalorimeter $2,3 X_0$ bei $\eta = 0$ und nimmt mit η wegen der längeren Strecke durch den inneren Detektor noch zu. Der Presampler wird dazu verwendet, den Energieverlust eines Teilchens in diesem Bereich zu schätzen und somit die Energie im Kalorimeter zu korrigieren. Die Akkoreon-Geometrie des Kalorimeters ermöglicht eine vollständige Zylindersymmetrie in ϕ um die Strahlachse. Die gesamte Dicke des EM-Kalorimeters beträgt mehr als 24 Strahlungslängen über den gesamten Barrel-Bereich und mehr als 26 Strahlungslängen im Endkappen-Bereich. Im Rapiditätsbereich ($|\eta| < 2,5$) liegt vor dem Kalorimeter noch ein Preshower-Detektor, der zur Teilchen-Identifikation (Trennung von e und π oder γ und π) verwendet

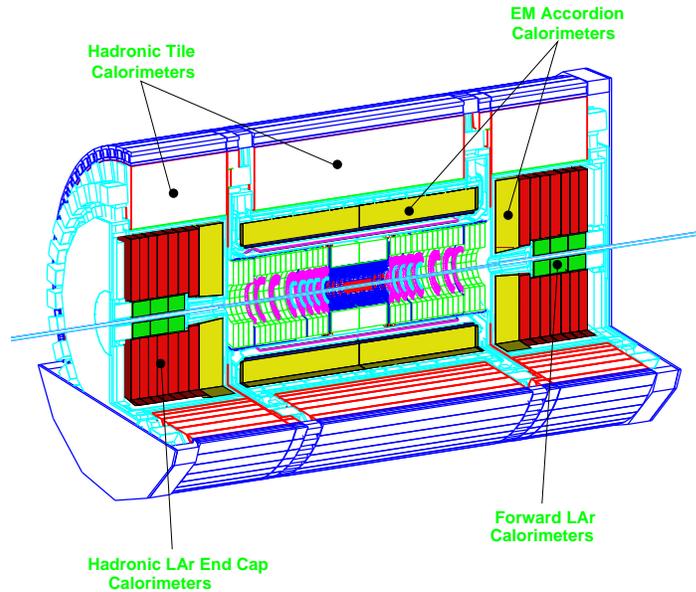


Abbildung 4.6: Der Aufbau der Kalorimeter um den inneren Detektor herum. Größtenteils kommen - wegen der Strahlenhärte - Flüssigargon-Kalorimeter zum Einsatz. Der Barrel-Teil des hadronischen Kalorimeters ist aus Plastik-Szintillatoren in Blei als Absorber aufgebaut.

wird. Die feine Segmentierung ($\delta\eta \times \delta\phi = 0.0003 \times 0.1$) verbessert die η -Auflösung des Kalorimeters.

Das hadronische Kalorimeter (HC) ist im Aufbau komplizierter und in mehrere einzelne Teile untergliedert, die den jeweiligen Anforderungen an Strahlenhärte und variierende Teilchenraten angepasst sind. Das Barrel-HC ist ein Samplingkalorimeter mit Plastik-Szintillatoren, die in einen Eisenabsorber integriert sind. Es deckt den Bereich $|\eta| < 1,7$ ab. Im Bereich höherer Rapidität, wo die Strahlenbelastung stark zunimmt, kommen strahlenharte Flüssigargon-Kalorimeter zum Einsatz: Das hadronische Endkappen-Kalorimeter ($1,5 < |\eta| < 3,2$) verwendet Kupfer-Absorber, das Vorwärts-Kalorimeter ($3,1 < |\eta| < 4,9$) besteht aus Kupfer und Tungsten. Es muss durch den geringen Platz sehr dicht sein, um eine gute Abschirmung zu den benachbarten Detektoren zu gewährleisten. Die aktiven Flüssigargon-Volumen liegen daher in engen Zwischenräumen ($250 \mu m$) zwischen geerdeten Tungsten-Rohren und konzentrischen Stäben in diesen Rohren, die auf positivem Potential liegen.

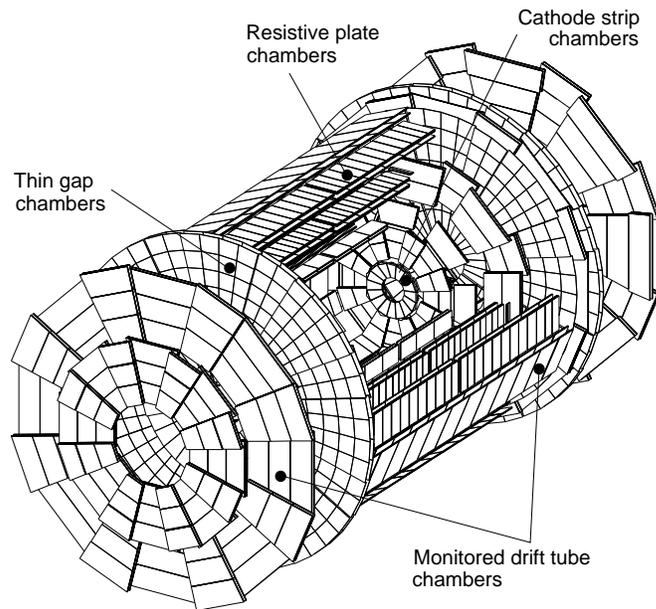


Abbildung 4.7: *Dreidimensionale Ansicht des Atlas-Myonsystems. Die Bereiche, in denen die verschiedenen Techniken zum Einsatz kommen, sind markiert. Die "Resistive Plate Chambers" und "Thin Gap Chambers" dienen als Triggerkammern und zur Bestimmung der z-Komponente, die von den Präzisionskammern ("Monitored Drift Tubes" und "Cathode Strip Chambers") nicht bestimmt wird.*

Eine wichtige Eigenschaft des HC ist es, eine ausreichende Abschirmung des inneren Detektors zum Myonsystem zu bieten und damit das Vordringen von Teilchen aus Jets in das Myonsystem zu verhindern. Die gesamte Dicke des Kalorimeters (einschließlich Haltestruktur) entspricht 11 "interaction lengths" (λ) und kann damit den "Punch through" aus Jets stark genug unterdrücken. Außerdem bieten die etwa 10λ aktives Material eine gute Energieauflösung.

Myonspektrometer

Abbildung 4.7 zeigt das Layout des Atlas-Myonspektrometers. Die Impulsmessung basiert auf der Messung der Spurkrümmung in dem großen toroidalen Magnetfeld, das von den je 8 Luftspulen der drei Teile des Magnetsystems erzeugt wird (s.o.). Diese Technik erlaubt es, ein Magnetfeld zu erzeugen, das überall weitgehend senkrecht auf den Myonspuren steht und die Vielfachstreuung auf ein Minimum reduziert. Das Myonsystem ermöglicht eine eigenständige Rekonstruktion der Myonen, ohne

auf den inneren Detektor zurückgreifen zu müssen, was bei hoher Luminosität große Vorteile bringt.

Obwohl die Kalorimeter die meisten geladenen Teilchen, die direkt aus dem Ereignis stammen, abschirmen, gibt es dennoch einen nicht vernachlässigbaren Untergrund von Photonen und Neutronen im Myonsystem. Diese Teilchen stammen aus sekundären Ereignissen in der Abschirmung, den Kalorimetern, der Strahlröhre und den LHC-Apparaten selbst. Die Detektortechniken und deren Realisation sind daher neben hoher Präzision auch daraufhin ausgelegt, trotz dieses Untergrundes zuverlässige Myonrekonstruktion zu gewährleisten.

Im Barrelbereich und dem größten Teil der Endkappen kommen als Präzisionskammern “Monitored Drift Tubes” (MDT) zum Einsatz, die in drei Lagen angeordnet sind. Nur im Bereich größter Spurdichte ($2 < |\eta| < 7$) werden in der ersten Lage “Cathode Strip Chambers” (CSD), die eine feinere Granularität aufweisen, verwendet. Die Lagen sind im Barrelbereich zylindrisch angeordnet und in den Endkappen senkrecht als fast kreisförmige Scheiben. Die MDTs bestehen aus einzelnen Driftrohren von 3 cm Durchmesser, in denen die Driftzeit der Ionisationselektronen von der Myonspur zum Draht gemessen wird. Den Startzeitpunkt der Messung liefert ein externes Triggersystem. Im Barrelbereich ist dieses Triggersystem aus “Resistive Plate Chambers” (RPC) aufgebaut, in den Endkappen sind es “Thin Gap Chambers” (TGC). Diese Triggerkammern liefern neben dem Startzeitpunkt für die Driftzeitmessung auch noch die Koordinate entlang der Driftrohre und ordnen die Spur einem LHC Bunchcrossing zu. Da sie eine gewisse Ortsauflösung besitzen und somit eine grobe Impulsmessung ermöglichen, können sie einen First-Level-Trigger generieren.

Da das Myonsystem eigenständig Myonspuren rekonstruieren können soll, verfügt es auch über ein eigenes Alignment-System. Die Einzelrohrauflösung der Driftrohre liegt bei $\approx 80\mu\text{m}$. Soll diese hohe Auflösung nicht durch mangelhafte Alignierung stark reduziert werden, muss die Position jedes Rohres ähnlich genau bekannt sein. Bei den großen Ausmaßen des Myonsystems muss daher dem Alignment-System besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Die verschiedenen Alignment-Systeme, die im Myonspektrometer zum Einsatz kommen, basieren alle auf optischer Verfolgung der Abweichung von idealen Geraden. Das “Inplane-Alignment” in den Kammern beobachtet Verformungen der Kammern selbst, indem die relative Position der drei Querverstrebungen (Cross-Plates) mit Rasniks vermessen wird (s. Abb. 4.9). Außerdem erhalten die Kammern optische Sensoren, die die relative Position der benachbarten Kammern bestimmen. Für die Präzision der Impulsmessung ist vor allem das Alignment in einem projektiven Turm in Bezug auf den Wechselwirkungspunkt wichtig. Diese Türme untereinander bestimmen dann nur noch die

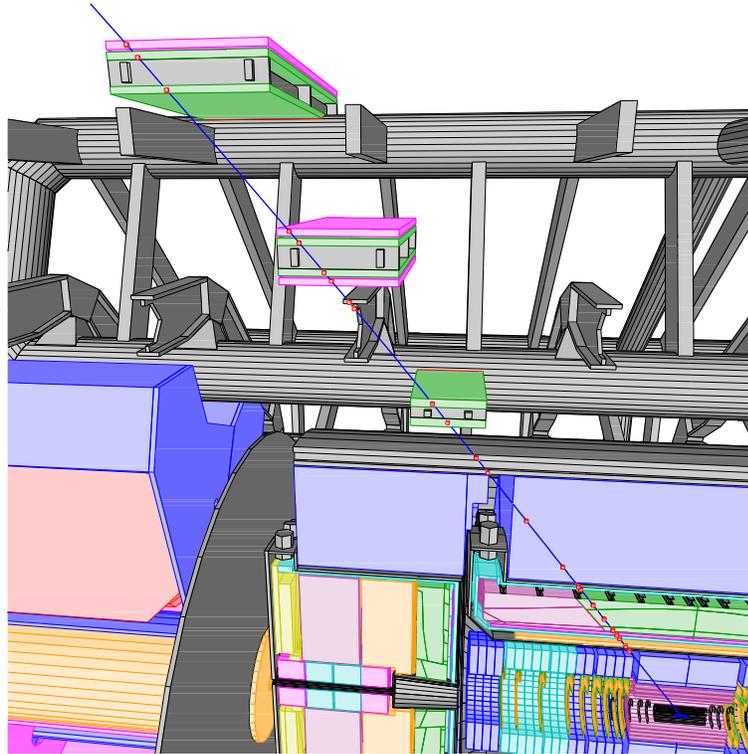


Abbildung 4.8: Die Kammern, die gemeinsam auf einer Myonspur liegen, bilden einen projektiven Turm, dessen Alignment in sich eine Präzision ähnlich der mechanischen Präzision und der Einzelrohrauflösung haben muss.

Massenauflösung von Multimyon-Endzuständen, für die eine Präzision von wenigen Millimetern ausreichend ist. In den Endkappen kommen sog. Aligmentbars zum Einsatz, die, durch optische Systeme untereinander verbunden, direkt diese projektiven Türme bilden. (s. Abb. 4.10). Die Kammern in den Endkappen werden dann durch Sensoren auf den Kammern mit diesen Aligmentbars aligniert.

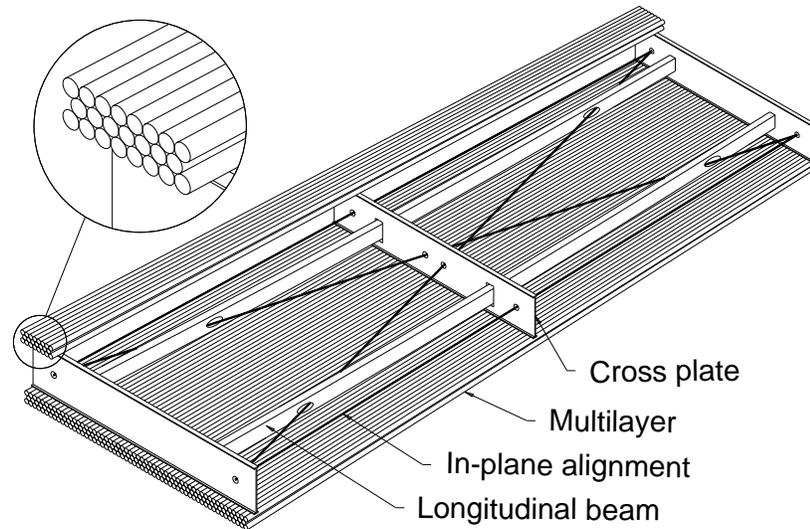


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der MDTs. Die Driftrohre sind beidseitig auf einen Rahmen geklebt. Die “Crossplates” sind mit einem System aus beleuchtetem Target, Linse und CCD-Kamera ausgestattet, mit dem die Verformung der Kammer anhand der relativen Positionen der Crossplates bestimmt werden kann.

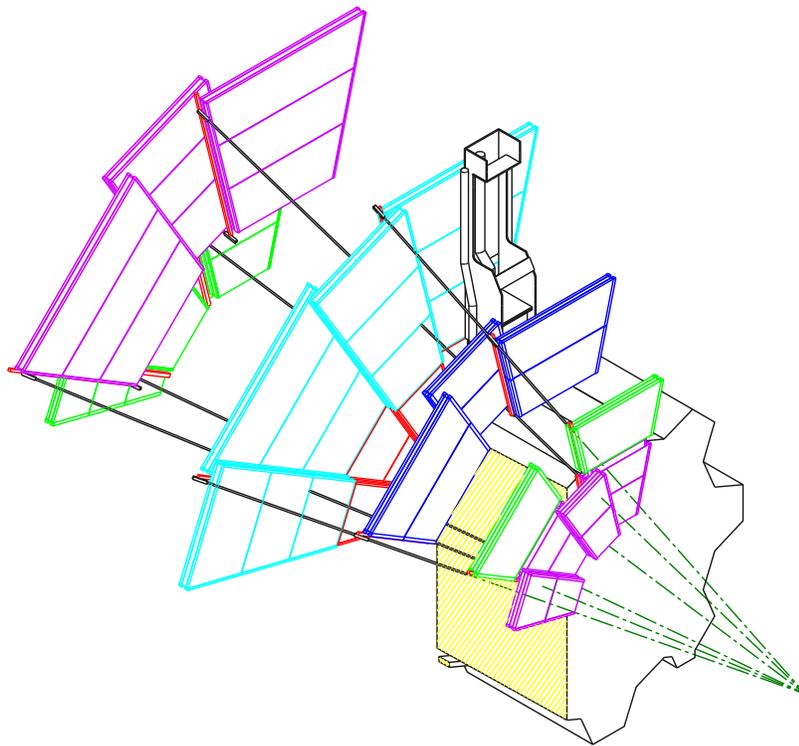


Abbildung 4.10: Alignment des Endkappenmyonsystems. Die Alignmentbars sind radial als “Speichen” angeordnet (rot, teilweise von den Kammern verdeckt). Die Bars sind untereinander durch die Beobachtung von Lichtpunkten mit Kameras “verbunden”, was hier durch schwarze Linien repräsentiert wird.

4.3 ATLFast - Die schnelle Atlas-Simulation

Durch die Größe und Komplexität des Atlas-Detektors und durch die hohe Zahl an Spuren in den hadronischen Ereignissen ist eine vollständige Detektorsimulation extrem zeit- und rechenaufwändig. In den meisten Fällen genügt es, die von den Event-Generatoren erzeugten Daten einzulesen und als physikalische Objekte wie Spuren, Kalorimetercluster, Jets und isolierte Myonen, Elektronen und Photonen zu interpretieren und auszugeben. Die Impulse und Energien der Spuren werden dabei mit vorher ermittelten Verteilungen gefaltet (verschmiert), so dass die erzeugten Daten den Erwartungen an die Detektorleistung entsprechen. Die Detektoreigenschaften entnimmt man den aufwändigeren vollen Geant-Simulationen und, so weit vorhanden, Testbeamdaten der Prototypen der Detektorteile. Diese Methode wird von ATLFast verwendet, um schneller und ressourcenschonend große Mengen an simulierten Daten zu erzeugen. Kritische Parameter werden dennoch an der vollen Simulation studiert. Im Rahmen dieser Arbeit ist das jedoch nicht nötig. Es werden für die Messungen nur Größen verwendet, die genau genug parametrisiert und problemlos zu bestimmen sind. Die verwendeten Signaldefinitionen fußen auf detaillierteren, dedizierten Studien, deren Ergebnisse in dieser Arbeit jeweils übernommen werden.

Die Simulation ATLFast verwendet verschiedene sog. "Maker", um aus verschiedenen Eingangsdaten die korrespondierenden physikalischen Objekte zu generieren. Dabei hängen einige Maker von anderen (i.e. deren erzeugten Daten) ab. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 4.11 dargestellt. Im folgenden wird die Rekonstruktion der wichtigsten Objekte kurz erläutert.

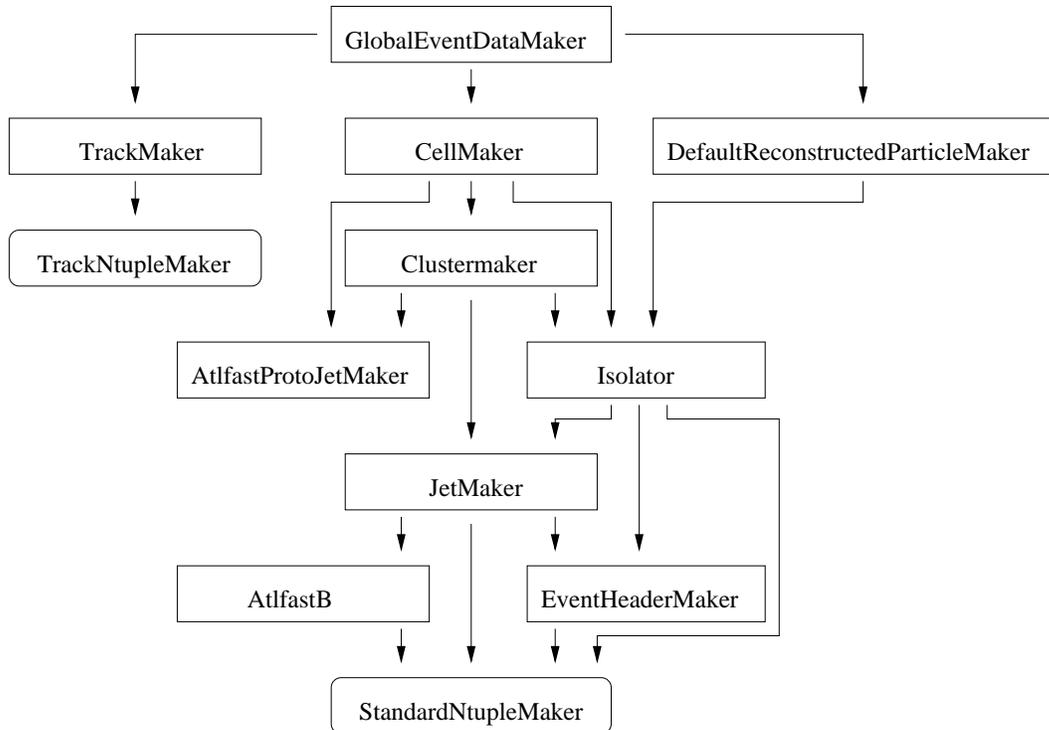


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung des Ablaufs der ATLFast-Simulation. Die verschiedenen Maker erzeugen die physikalischen Objekte aus den Eingangsdaten vom Event-Generator und/oder aus den Ergebnissen anderer Maker.

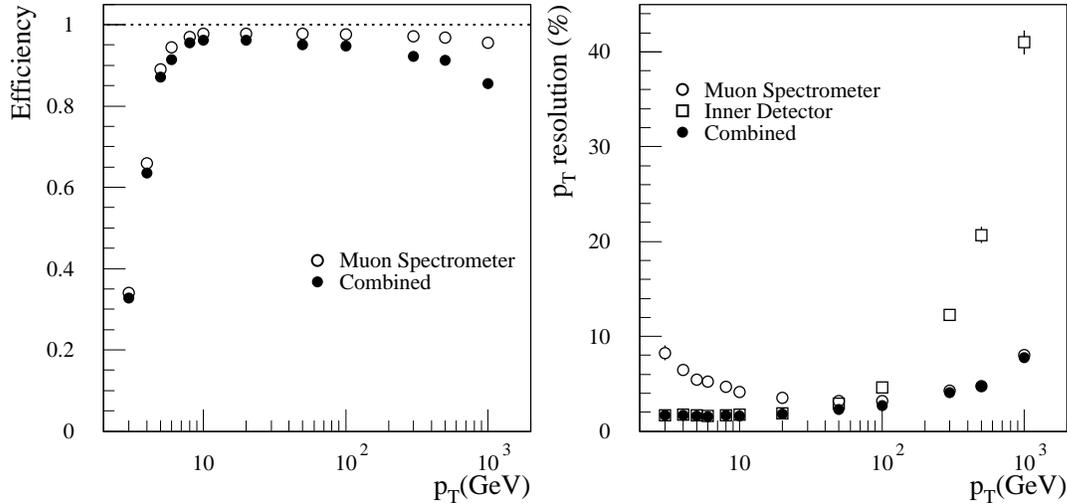


Abbildung 4.12: Rekonstruktionseffizienz (links) und Impulsauflösung (rechts) als Funktion des transversalen Impulses für Myonen mit dem Myonspektrometer allein (offene Kreise) oder kombiniert mit dem inneren Detektor (ausgefüllte Kreise).

Myonen, Elektronen und Photonen

Der `DefaultReconstructedParticleMaker` liest direkt die vom Event-Generator erzeugten Teilchen ein, “verschmiert” die Vierervektoren von Elektronen, Myonen und Photonen und gibt diese Werte aus. Diese werden wiederum vom Isolator eingelesen und auf Isolation von Energieeinträgen im Kalorimeter hin überprüft. Wenn sie die Isolationskriterien erfüllen, werden sie als isoliert gekennzeichnet. Sie werden vom `StandardNtupleMaker` in die Ausgabedatei geschrieben, wobei isolierte und nicht-isolierte Leptonen in unterschiedliche Blöcke geschrieben werden. Dabei werden alle eingelesenen Teilchen, deren Pseudorapidität innerhalb $|\eta| < 2,5$ liegt, auch ausgegeben, das heißt, dass die Rekonstruktionseffizienz 100% beträgt. Aus der vollen Simulation ist bekannt, dass die Effizienz impulsabhängig ist und für Transversalimpulse oberhalb 15 GeV zwischen 90% und 98% liegt (s. Abb. 4.12 und 4.13). Deshalb muss bei allen Analysen eine konservative Effizienz von 90% pro Lepton “von Hand” eingerechnet werden. Da die Rekonstruktionseffizienz in η fast konstant ist, ist das ein realistisches Verfahren. Der Vorteil liegt darin, dass man nicht unnötig viele Ereignisse erzeugen muss, von denen man dann 90% pro Lepton im Endzustand wieder verliert. Das Skalieren des Wirkungsquerschnittes mit $0,9^N$ für N -Lepton-Endzustände ist wesentlich effizienter.

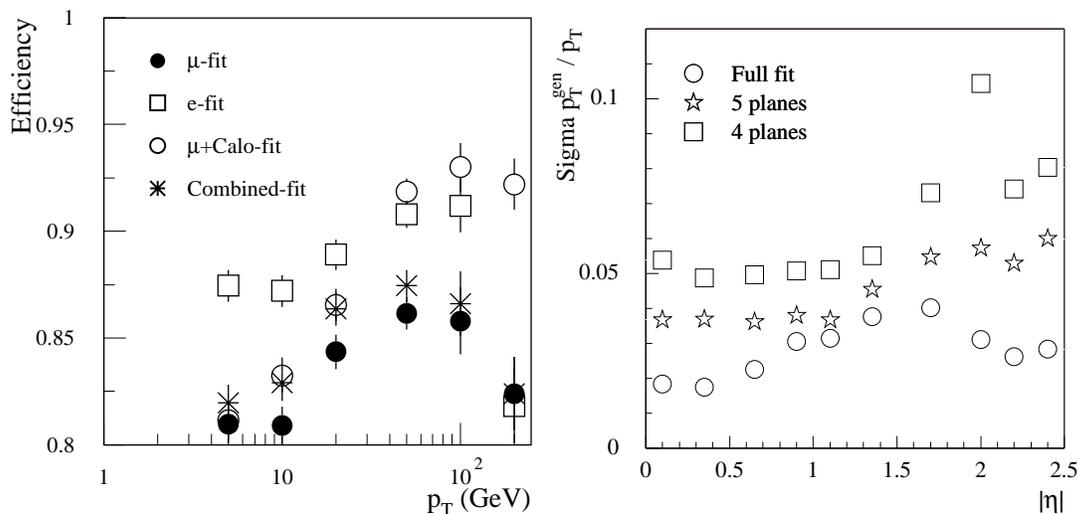


Abbildung 4.13: Rekonstruktionseffizienz (links) und Impulsauflösung (rechts) als Funktion des transversalen Impulses für Elektronen. Die Auflösung ist bei Verwendung unterschiedlich vieler Lagen des SCT aufgetragen. Die Rekonstruktionseffizienz ist für verschiedene Fit-Methoden angegeben. μ -Fit und e-fit sind zwei verschiedene Kalman-Filter optimiert für Myonen bzw. Elektronen.

Jets und fehlende Energie

Die Rekonstruktion der Jets orientiert sich stark am Aufbau des Detektors. Der Cell-Maker liest die gesamten Daten vom Event-Generator ein und simuliert die Energiedeposition im Kalorimeter. Der ClusterMaker verwendet diese Einträge, um Kalorimetercluster zu rekonstruieren, und gibt diese Cluster und Zellen, die nicht mit einem Cluster assoziiert sind, aus. Der JetMaker liest die Cluster und nicht-isolierte Myonen ein und rekonstruiert energieverschmierte Jets. Diese werden zusammen mit dem Flavour des mit dem Jet assoziierten Partons ausgegeben. Zusätzlich wird unter Berücksichtigung der nicht assoziierten Zellen die fehlende Energie ermittelt. Während die kinematischen Daten der Jets sehr realistisch vorhergesagt werden, ist das Flavourtagging unrealistisch. Alle Jets aus b-Quarks werden auch als b-Jets rekonstruiert. In der Realität muss man anhand von Parametern wie Multiplizität, Impact-Parameter, weichen Leptonen und vor allem einem sekundären Vertex entscheiden, welchen Flavour man einem Jet zuweisen will. Dabei wählt man einen Arbeitspunkt, der bei gegebener Unterdrückung der anderen Flavour eine bestimmte Effizienz für den gewünschten Flavour hat. Man kann diese Effizienz und das Mistagging nach der Simulation manuell einfügen.

Die rekonstruierte Jet-Energie weist neben der Verschmierung (Abb. 4.14 rechts) eine systematische Verschiebung auf. Diese hängt vom Cone-Radius, der Pseudorapidität,

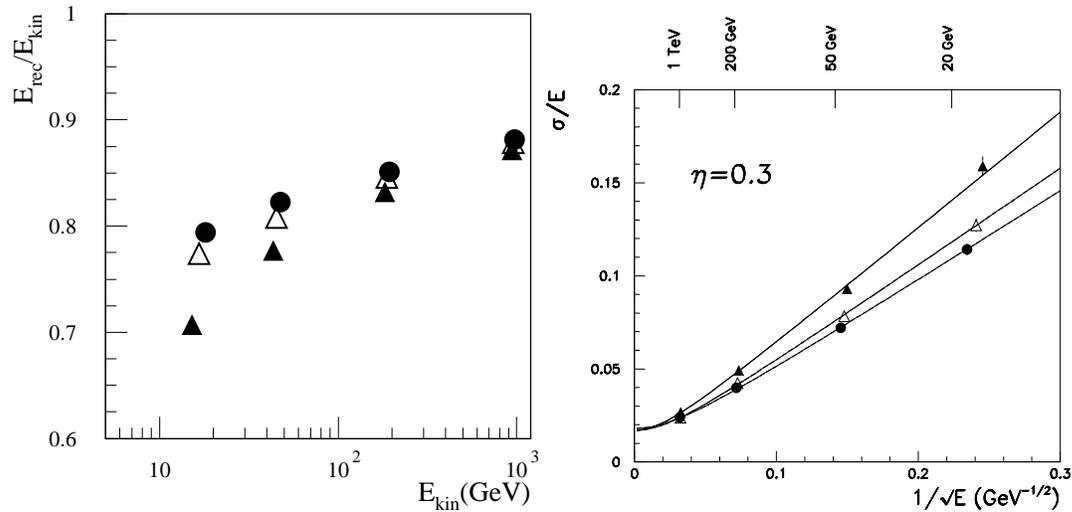


Abbildung 4.14: Verhältnis von rekonstruierter (aber nicht korrigierter) Energie und der Parton-Energie (links) für verschiedene Cone-Radien (schwarzes Dreieck: $\Delta R=0,4$, offenes Dreieck: $\Delta R=0,7$, Kreis: $\Delta R=1,5$) bei $\eta=0,3$. Rechts ist die Energieauflösung für Jets verschiedener Energie (auch bei $\eta=0,3$) abgebildet.

dem transversalen Impuls und dem Flavour ab. Das Verhältnis von nicht korrigierter Jet-Energie und Parton-Energie ist in Abbildung 4.14 (links) für verschiedene Cone-Radien aufgetragen. Man kann eine Parametrisierung dieser Systematik verwenden, um die Energie der Jets so zu kalibrieren, dass im Mittel wieder die anfängliche Energie des Partons rekonstruiert wird. AtfastB erfüllt diese Aufgabe, indem es die Jets mit verschiedenen Parametrisierungen für Jets aus b-Quarks und solchen aus leichten Quarks oder Gluonen kalibriert. Diese Jets werden zusätzlich zu den nicht kalibrierten ausgegeben.

5 Grundlagen zur Bestimmung von Spin und CP-Eigenwert

Voraussetzung für die hier beschriebenen Messungen ist das Vorhandensein eines Signals, das die Erwartungen für die von einem Higgs hervorgerufene Resonanz im Massenspektrum erfüllt. Dies bedeutet vor allem, dass die gemessene Breite und die Anzahl an Ereignissen mit den errechneten Werten für ein Standardmodell-Higgs im Rahmen der Fehler übereinstimmen müssen. Dies ist die minimale Forderung, die man stellen kann, um eine Resonanz dem Higgs zuzuschreiben. Weiterhin ist die Kopplung des Higgs an Fermionen und Bosonen im Standardmodell exakt vorhergesagt. Die relative Kopplungsstärke lässt sich direkt an den Verzweigungsverhältnissen ablesen. Letztlich bleibt also noch die Frage, ob die Kopplungsstruktur der eines Skalars entspricht. Das fragliche Teilchen muss den Spin $S=0$ und den CP-Eigenwert $\gamma_{CP}=+1$ besitzen, um als Higgs identifiziert zu werden. Was den Spin angeht, könnte man argumentieren, dass der Produktionsprozess selbst (Gluonfusion) Spin 1 auf Grund von Yang's Theorem von vornherein ausschließt. Der Produktionsprozess ist bei Hadron-Collidern aber nicht eindeutig zu bestimmen; unter der Annahme, dass es sich bei der Resonanz um ein anderes Teilchen als das Higgs handelt, ist auch der Produktionsprozess nicht mehr zwingend derselbe. Daher können nur Eigenschaften der auslaufenden Teilchen genutzt werden, um Spin und CP zu bestimmen. Insbesondere Winkelverteilungen sind dabei gut ausnutzbar. Sie sind leicht zu messen und hängen als differentielle Größen nicht von der Kopplungsstärke, die für hypothetische Teilchen ab initio unbekannt ist, ab, sondern nur von deren Struktur. Dasselbe gilt für das Verhalten von Wirkungsquerschnitten bei Überschreiten der Produktionsschwelle, was bei der Spin/CP-Bestimmung mittels Higgsstrahlung ausgenutzt wird.

Die hier vorgestellten Methoden zur Bestimmung von Spin und CP-Eigenwert basieren auf dem Ausschluss anderer Kopplungen. Als Ansatz hierzu dient ein Lagrangian, der alle Kopplungen enthält, die nicht durch allgemeine Prinzipien ausgeschlossen sind. Das heißt konkret, dass alle Kopplungen eines Teilchens an Vektorbosonen angesetzt werden, die nicht die Lorentzinvarianz verletzen.

5.1 Definition der allgemeinen Kopplungen

Für die Kopplung eines (Pseudo-)Skalars an zwei Vektorbosonen ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\mathcal{L}_{scalar} = \mathbf{X}\delta_{\mu\nu} + \mathbf{Y}k_{\mu}k_{\nu}/M_h^2 + i\mathbf{P}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}q_{\rho}q_{\sigma}/M_h^2 \quad (5.1)$$

Der Impuls des einen Bosons ist p_Z^{μ} , der des anderen q_Z^{ν} . Der Impuls des Higgs ist k (im Ortsraum), und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ ist der total antisymmetrische Tensor mit $\epsilon_{1234} = i$. Im Standardmodell ist $\mathbf{X} = 1$, $\mathbf{Y} = \mathbf{P} = 0$. Die \mathbf{P} -Kopplung ist durch den total antisymmetrischen Tensor nicht invariant unter Vertauschen der Z -Impulse. Es handelt sich also um eine CP-odd Kopplung. Für einen reinen Pseudoskalar gilt $\mathbf{P} \neq 0$, $\mathbf{X} = \mathbf{Y} = 0$. Der Fall $\mathbf{Y} \neq 0$, $\mathbf{X} = \mathbf{P} = 0$ beschreibt einen Skalar - vertauschen der Z -Impulse entspricht dem Vertauschen der Indice μ und ν . Er beschreibt jedoch eine Nicht-Standardmodell-Kopplung an die Z -Bosonen. Wenn sowohl \mathbf{P} und \mathbf{X} oder \mathbf{Y} größer als 0 sind, kann keine Parität mehr zugewiesen werden. Solche Kopplungen wären also paritätsverletzend.

Für die Kopplung eines (Pseudo-)Vektors an zwei Vektorbosonen findet man entsprechend:

$$\mathcal{L}_{vector} = \mathbf{X}_{\mathbf{V}}(\delta_{\rho\mu}p_Z^{\nu} + \delta_{\rho\nu}q_Z^{\mu}) + \mathbf{P}_{\mathbf{V}}(i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p_Z^{\rho}q_Z^{\sigma} - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}q_Z^{\rho}p_Z^{\sigma}) \quad (5.2)$$

Hier entspricht natürlich keiner der Terme mehr der Kopplung des SM-Higgs. Man kann feststellen, dass die Kopplung des Vektors nur zwei Parameter hat und damit einfacher ist als die Kopplung des Skalars. Der Fall $\mathbf{X}_{\mathbf{V}} \neq 0$, $\mathbf{P}_{\mathbf{V}} = 0$ beschreibt die Kopplung eines Vektors, der Fall $\mathbf{P}_{\mathbf{V}} \neq 0$, $\mathbf{X}_{\mathbf{V}} = 0$ die eines Pseudovektors.

Aus diesen Lagrangian kann man mit Hilfe der Feynman-Regeln die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen reinen Zustände berechnen, die für den Fall von on-shell Bosonen im Anhang A angegeben sind. Allgemeiner kann man das Matrixelement in Abhängigkeit der Parameter \mathbf{X} , \mathbf{Y} , \mathbf{P} , $\mathbf{X}_{\mathbf{V}}$, $\mathbf{P}_{\mathbf{V}}$ berechnen und damit einen Monte-Carlo-Generator zur Erzeugung von Vierervektoren programmieren, der Ereignisse so erzeugt, wie man sie von den verschiedenen Kopplungen erwartet. Dieses führt zur Interpretation der Kopplung in der Form von "hypothetischen" oder auch "alternativen" Teilchen, die allerdings nicht alternative Higgs-

Modelle darstellen, sondern im Gegenteil mit einem Higgs höchstens Masse und Breite gemein haben können.

Mit Hilfe von Pythia oder Herwig kann man die simulierten Ereignisse durch Hinzufügen von ISR und FSR sowie “Underlying-Events” und “Beam-Remnants” vervollständigen. Die Detektorantwort auf diese Ereignisse wird dann mit ATLFast, der schnellen Atlas-Detektor-Simulation, simuliert und anschließend genau so ausgewertet, wie man reale Ereignisse während und nach dem Betrieb von Atlas auswerten wird. Der Vorgang der Erzeugung wird in Kapitel 6 erläutert, die Simulationssoftware ATLFast wurde im vorhergehenden Kapitel detaillierter erläutert, und die Auswertung und Analyse der Ereignisse wird in den Kapiteln 8.1, 8.2, 9 und 10 eingehend behandelt.

5.2 Untersuchte Prozesse

In den folgenden Kapiteln werden verschiedene Produktions- und Zerfallsprozesse zur Bestimmung des Spins und des CP-Eigenwertes herangezogen. Die verschiedenen Kapitel behandeln jeweils disjunkte Kombinationen der Prozesse. In Kapitel 7 wird der Zerfall $H \rightarrow \gamma\gamma$ diskutiert, wobei alle möglichen Erzeugungsprozesse aufsummiert werden. Der Nachweis des Zerfalls selbst schließt ohne weitere Analysen eine Spin 1 Hypothese aus.

Die anderen Methoden verwenden immer die besonderen Eigenschaften der Koppelung der alternativen Teilchen an Vektorbosonen. In Kapitel 8.1 und 8.2 wird der Zerfall in Z-Paare untersucht. Dieser Zerfall bietet eine so eindeutige Signatur, dass als Produktionsprozess nur die ohnehin dominierende Gluonfusion betrachtet werden muss.

Im Gegensatz dazu bietet Vektorboson-Fusion als Produktionsprozess Selektionskriterien, die die Isolation des Signals auch für weniger eindeutige Endzustände ermöglichen. Daher bietet sich dieser Kanal in Kombination mit dem Zerfall in W-Bosonen für Higgs-Massen unterhalb der ZZ-Schwelle ($m_H < 180$ GeV) an. Spin- und CP-abhängige Variablen sind dann nicht nur im Zerfall, sondern auch schon im Erzeugungsprozess zu finden.

Im Bereich sehr niedriger Higgs-Massen ($m_H \approx 120$ GeV) ist der Zerfall in b-Quarks dominierend. Da dieser Zerfall alleine keine ausreichende Separation vom Untergrund zulässt, kann er - wenn überhaupt - nur in Kombination mit Erzeugungsprozessen wie Higgsstrahlung vom Z ausgenutzt werden. Dies wird im Kapitel 10 behandelt.

6 ACME-GEN

Arbitrary Couplings Matrix Element GENERator

In diesem Kapitel wird ein neuer Matrixelement-Generator vorgestellt, der im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist. Er basiert auf Matrixelementen, die aus dem Lagrangian des vorigen Kapitels folgen. Auf diese Weise ist es möglich, alternative Teilchen zu produzieren, die in Bezug auf Masse, Breite oder Wirkungsquerschnitt ein Higgs “imitieren”, deren Kopplung aber eine andere Struktur hat.

Entscheidende Voraussetzung für eine realistische Einschätzung der Messbarkeit der Kopplung des Higgs ist eine möglichst realistische Simulation des Experiments und der physikalischen Prozesse. Da alle Messungen darauf basieren, die gemessenen Verteilungen mit den erwarteten Verteilungen hypothetischer Teilchen zu vergleichen, die nicht mit realen Daten abgeglichen werden können, ist ein Event-Generator mit Interface an die Detektorsimulation unabdingbar. Analytische Integrationen von Matrixelementen sind dafür kein Ersatz, da sie Detektoreffekte nicht optimal beschreiben können. Im Rahmen dieser Arbeit entstand daher ein Generator, der alle untersuchten Produktionsmechanismen und Zerfälle unter Berücksichtigung von Spin und CP des Higgs und der hypothetischen, alternativen Teilchen zur Verfügung stellt. Nicht nur für die hier vorgestellten prospektiven Analysen, sondern auch für die spätere Analyse der Daten stellen analytische Integrationen (s. [41]-[44]) keine realistische Alternative dar. Die Anbindung an die schnelle Detektor-Simulation wird durch das `Acermc.i` Modul implementiert. Im Rahmen des Athena-Frameworks kann die Event-Simulation durch Hinzufügung von ISR und FSR sowie Fragmentation und Hadronisation vervollständigt werden. Dafür stehen Pythia oder Herwig zur Verfügung.

Der für die folgenden Analysen verwendete Generator beschränkt sich auf die Erzeugung der korrekten Kinematik. Er erzeugt gewichtete Ereignisse, wobei die Gewichte

proportional zum Wirkungsquerschnitt sind und intern entwichtet werden können; es werden aber keine totalen Wirkungsquerschnitte berechnet. Dafür sind spezialisierte Programme wie HIGLU, V2HV oder VV2H ([10],[11]) vorhanden. Die Verzweigungsverhältnisse und die totale Breite des Higgs können mit HDECAY [14] berechnet werden. Sie können für die Erzeugung der Ereignisse jedoch frei gewählt werden, was den Vorteil hat, eine gewisse Freiheit bezüglich alternativen Szenarien (“broad Higgs” o.ä.) zu lassen.

Im einzelnen umfasst der Generator folgende Produktionsmechanismen:

- Gluonfusion (gg2H). In diesem Prozess ist keine Spinabhängigkeit implementiert. Gluonfusion beinhaltet hier nur die Erzeugung einer Resonanz der eingestellten Breite und Masse mit der richtigen Impulsverteilung, so wie sie aus der Strukturfunktion des Protons folgt.
- Vektorbosonfusion (WBF und ZBF). Die Erzeugung über W-Fusion bzw. Abstrahlung vom t-Kanal Z sind separat implementiert. Die volle Spin/CP-Information wird berücksichtigt, was sich in den Verteilungen der gestreuten Quarks ausdrückt. Es kann Spin 0 oder 1 gewählt werden, und die Werte für \mathbf{X}, \mathbf{Y} und \mathbf{P} bzw. \mathbf{X}_V und \mathbf{P}_V , wie in den Gleichungen 5.1 und 5.2 definiert, gesetzt werden. Das heißt, es können die reinen, aber auch gemischte Zustände (i.e. inklusive der Mischterme) erzeugt werden.
- Higgsstrahlung (Hll). Higgsstrahlung ist zum jetzigen Zeitpunkt nur vom Z implementiert. Die Implementation der Higgsstrahlung vom W kann aber problemlos hinzugefügt werden, indem man die Werte für c_v und c_a anpasst. Auch beim Higgsstrahlungsprozess kann die Kopplung frei gewählt werden (Spin 0 oder 1, \mathbf{X}, \mathbf{Y} und \mathbf{P} bzw. \mathbf{X}_V und \mathbf{P}_V beliebig.) Der Z-Propagator berücksichtigt die Breite des Z, um korrektes Schwellenverhalten zu simulieren.

Folgende Zerfallsprozesse sind implementiert:

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Dies ist der wichtigste Zerfallsprozess, da er eine besonders auffällige Signatur erzeugt und die Spin/CP-Information deutlich in den Zerfallswinkelverteilungen zum Ausdruck kommt. Die Breite der Z ist berücksichtigt, um für Higgs-Massen oberhalb sowie unterhalb der Schwelle eine korrekte Simulation zu ermöglichen. Es ist nicht explizit ein ZZ^* -Zerfall implementiert, bei dem immer ein on-shell Z produziert wird. Es können also auch beide Z off-shell sein - was knapp unterhalb der Schwelle realistischere Ergebnisse ergibt. Es kann für das Higgs Spin 1 oder 0 gewählt werden, und \mathbf{X}, \mathbf{Y} und \mathbf{P} bzw. \mathbf{X}_V und \mathbf{P}_V können beliebig eingestellt werden. Zerfall der Z erfolgt in Myonen oder Elektronen (4μ , $4e$ oder $2\mu 2e$).

-
- $H \rightarrow WW \rightarrow 2l, 2\nu$. Dieser Zerfall unterscheidet sich nur im Detail vom obigen. Er hat dieselben Eigenschaften, abgesehen von den Werten für c_V und c_A und dem Endzustand, der zwei geladene Leptonen (e oder μ) und zwei Neutrinos enthält.
 - $H \rightarrow \tau\tau$. Dieser Zerfallskanal ist ein trivialer Zerfall in zwei massive Teilchen und enthält keinerlei Spin- oder CP-Information. Erst im Zerfall der τ spielt das eine (geringe) Rolle, was mit TAUOLA [15] simuliert werden könnte.
 - $H \rightarrow b\bar{b}$. Auch dieser Zerfall enthält keine Spin-Information.

Der Generator ist komplett in C++ geschrieben - mit einer objektorientierten Schnittstelle zum CTEQ-Paket, das in Fortran geschrieben ist. Ein wichtiges Designziel der Software ist, das Einfügen neuer Prozesse oder Zerfälle möglichst einfach zu gestalten. Eine kurze Darstellung des Frameworks in diesem Kapitel und kommentierte Schnittstellen sowie ein einfaches Beispielprogramm im Anhang B sollen einen Einblick in die Struktur verschaffen und so eine Dokumentation zur Erweiterung des Generators bieten.

Die wichtigsten Klassen innerhalb des Frameworks sind die Klassen `particle`, `process` und `decay`. Sie stellen als abstrakte Klassen die Schnittstellen zur Verfügung, die der Rest des Frameworks zur Erzeugung der Events verwendet.

Teilchen - `particle`

Alle erzeugten Teilchen sind Instanzen der Klasse `particle` oder von Kindern von `particle`. Dadurch enthalten die Teilchen folgende Variablen:

KF	Teilchen-Code: Die PDG-Nummer des Teilchens.
KS	Status-Code des Teilchens: -1 für einlaufende Teilchen, 1 für nicht zerfallene auslaufende Teilchen, 2 für zerfallene Teilchen, deren invariante Masse erhalten bleiben soll. -2 für Teilchen, die nur einen Impulsübertrag definieren, aber deren invariante Masse nicht erhalten bleiben muss. (Nicht in Pythia implementiert!)
MotherID	Nummer des einen Elternteilchens.
FatherID	Nummer des zweiten Elternteilchens, bei 1→2 Zerfällen identisch mit MotherID.
Color	Bei Teilchen mit Farbladung ein Code, der den Farbaustausch definiert.
AntiColor	Wie oben, allerdings der Code für Antifarbe. Siehe Abbildung 6.1 für Beispiele, wie diese Variablen gesetzt sein müssen.
RestMass	Ruhemasse des Teilchens
Width	totale Breite
E	Energie
x	Impuls in x-Richtung
y	Impuls in y-Richtung
z	Impuls in z-Richtung

Erzeugungsprozesse - `process`

Neue Erzeugungsprozesse werden als Kinder der Basisklassen `process` implementiert und sind dann automatisch integrierbar. Die Kindklassen von `process` müssen nur folgende drei Funktionen implementieren:

<code>double Generate()</code>	Generiert die Teilchen für ein Ereignis und gibt das Gewicht des Events zurück.
<code>int GetNrofParticles()</code>	Gibt die Anzahl generierter Teilchen zurück.
<code>particle * GetParticle(int N)</code>	Gibt das N-te Teilchen zurück.

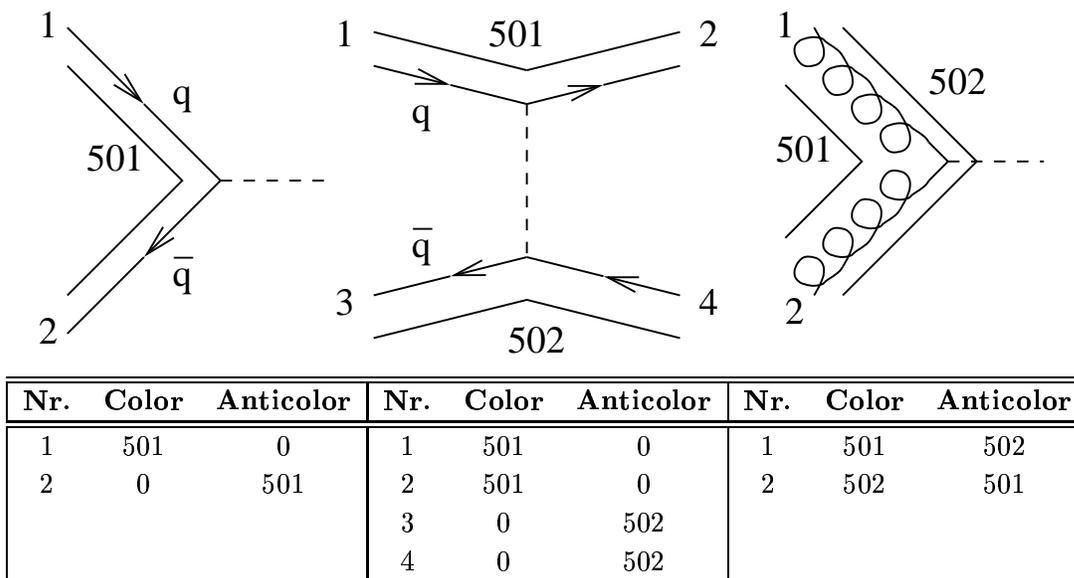


Abbildung 6.1: Beispiele für verschiedene Colorflow-Konfigurationen. Quarks tragen immer Farbe, Antiquarks immer Antifarbe; daher steht der korrespondierende Eintrag für das Quark in Color und für das Antiquark in Anticolor. Gluonen tragen immer Farbe und Antifarbe. Die gestrichelte Linie kann irgendein Teilchen ohne Farbe sein.

Zerfälle - decay

Neue Zerfälle müssen als Kindklassen von decay programmiert werden. Das Vater-Teilchen wird durch die Methode void decay::SetFather(particle *) an die Membervariable m_Father übergeben, bevor der Zerfall generiert wird. Kinder von decay müssen folgende Methoden implementieren:

int Decays(int PDGcode)	Gibt '1' zurück, falls dieses Objekt ein Teilchen der ID PDGcode zerfallen lassen kann, '0' sonst.
double Generate()	Generiert die Teilchen, die aus m_Father entstehen, und gibt das Gewicht des Zerfalls zurück.
int GetNrofParticles()	Gibt die Anzahl generierter Teilchen zurück.
particle * GetParticle(int N)	Gibt das N-te generierte Teilchen zurück.

Die Implementation des Zerfalls ist dafür verantwortlich, dass das übergebene Teilchen als zerfallen markiert wird (KS=2) Die Elternteilchen werden von '0' an (für das übergebene Teilchen) durchgezählt. Zerfällt das übergebene Teilchen T_0 also in zwei Teilchen T_1 und T_2 , so erhalten T_1 und T_2 als MotherID und FatherID jeweils '0'. Zerfallen diese im selben Prozess weiter, so erhalten deren Kinder als MotherID und FatherID jeweils '1' bzw '2'.

Simulationsablauf

Zentrales Element des gesamten Ablaufs der Simulation ist der "EventStack", ein Objekt, in dem alle generierten Teilchen und das Gewicht abgelegt werden. Erzeugung und Zerfall werden von den Objekten "ProcessManager" und "DecayManager" verwaltet.

Zuerst wird den Managern ein Zeiger auf den EventStack übergeben. Dem ProcessManager werden Zeiger auf die instanziierten Prozesse und dem DecayManager die Zeiger auf alle instanziierten Zerfälle übergeben.

Der ProcessManager (ProcessManager::InitEvent()) wählt zufällig einen Prozess aus, wobei die Verteilung der ausgewählten Prozesse der relativen Größe der Wirkungsquerschnitte entspricht, die process::CS() zurückgibt. Der Rückgabewert kann entweder durch process::SetCS(double) vorher fest eingestellt oder durch Überschreiben dieser Routine process::CS() explizit berechnet werden. Der ProcessManager ruft dann process::Generate() auf und lässt sich anschließend die erzeugten Teilchen ausgeben, um sie - mit dem erzeugten Gewicht - in den EventStack zu schreiben.

Der DecayManager liest sukzessive aus dem EventStack alle Teilchen aus und selektiert noch nicht zerfallene Teilchen anhand des Wertes von KS. Unter allen Zerfällen, die via `process::Decays(int PDGcode)` eine '1' zurückgeben, wählt der DecayManager einen Zerfall aus. Die relative Häufigkeit der jeweiligen Zerfälle ist - analog zu den Prozessen - proportional zu den Rückgabewerten von `decay::BR()`. Diese können wieder durch `decay::SetBR(double)` gesetzt oder explizit berechnet werden. Die erzeugten Teilchen werden an den EventStack angehängt, und das Gewicht des Events wird aktualisiert.

Der EventStack selbst hat eine Ausgaberroutine implementiert, die die Teilchen im AcerMC-Format ausgibt. Dieses kann von Athena/ATLFast eingelesen werden, wonach durch Pythia oder Herwig der Rest des Events (weitere Zerfälle, Hadronisierung, Underlying Event, ...) generiert wird. Das folgende Beispiel erläutert das AcerMC-Format:

```
8
90.000 0.007297 0.1185
1 -1 0 501 0 0 0 0 2.5622e+01 2.5622e+01 0. 0. 9.
-1 -1 0 0 0 501 0 0 -6.4992e+02 6.4992e+02 0. 0. 9.
23 2 1 0 2 0 -5.697e+01 1.449e+01 -1.310e+02 1.704e+02 9.171e+01 0. 9.
23 2 1 0 2 0 5.697e+01 -1.449e+01 -4.932e+02 5.050e+02 9.171e+01 0. 9.
11 1 3 0 3 0 9.2293e+00 -6.5284e+00 8.7567e+00 1.4299e+01 .0 0. 9.
-11 1 3 0 3 0 -6.6204e+01 2.1019e+01 -1.3985e+02 1.5615e+02 .0 0. 9.
13 1 4 0 4 0 3.0256e+01 -4.7812e+01 -1.7216e+02 1.8122e+02 .0 0. 9.
-13 1 4 0 4 0 2.6718e+01 3.3321e+01 -3.2103e+02 3.2386e+02 .0 0. 9.
```

Das Beispiel zeigt ein $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ Event. Die erste Zahl gibt die Anzahl der Teilchen an, dann folgen die Skala Q und die Konstanten α_{QED} und α_{QCD} , die bei der Hadronisation/ISR verwendet werden sollen. Sie können auf '-1.' gesetzt werden, wenn Pythia oder Herwig diese Werte selbst wählen sollen. Danach folgen für jedes weitere Teilchen folgende Werte: PDGCode, Status (-1: einlaufend, 1: auslaufend, 2: zerfallene Resonanz), Vater-Teilchen, Farbe, Mutter-Teilchen, Antifarbe, Impuls in x-, y- und z-Richtung, Energie und Masse des Teilchens. Die zwei letzten Zahlen geben die Distanz zwischen Erzeugung und Zerfall und letztlich die Spinorientierung an. '9' bezeichnet eine undefinierte Spinrichtung.

7 Der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ schränkt den Massenbereich ein, indem eine Spin-Messung überhaupt nötig ist, denn die Entdeckung des Higgs in diesem Kanal bedeutet automatisch den Ausschluss der Spin 1 Hypothese, denn nach Yangs Theorem [39] kann ein Spin 1 Teilchen nicht in zwei masselose Spin 1 Teilchen zerfallen. Dies ist klar, da solche Teilchen nur Helizitäten $\lambda = \pm 1$ annehmen können, was gleichbedeutend ist mit der Aussage, dass Photonen immer transversal polarisiert sind. Aus Drehimpulserhaltung folgt dann direkt, dass nur Spin 0 oder Spin 2 Teilchen in Photonen zerfallen können. Direkt kann man dies an der Z^0 -Resonanz sehen, bei der die Partialbreite $\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0$ ist. Der Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ wird in dieser Arbeit nicht noch einmal untersucht; da er aber Auswirkung auf den Inhalt der folgenden Kapitel hat, werden in diesem Kapitel die Ergebnisse aus dem TDR zitiert [53].

Der Zerfall in zwei Photonen gehört zu den seltenen Zerfällen. Da Photonen als masselose Teilchen nicht direkt an das Higgs koppeln, muss der Zerfall durch eine W -Schleife vermittelt werden (s. Kap. 3). Schon der Einschleifengraph ist gegenüber dem Zerfall in $b\bar{b}$ natürlich stark unterdrückt. Entsprechend wurden bei der Analyse dieses Zerfalls alle Produktionsmechanismen aufaddiert, um eine realistische Zahl der erwarteten Ereignisse zu erhalten. Hier wird also neben der Gluonfusion auch Vektorbosonfusion und Higgsstrahlung von W , Z und Top berücksichtigt. Die Rekonstruktion und Identifikation von Photonen mit Hilfe des “Inner Trackers” und des

Higgs-Masse (GeV)	100	110	120	130	140	150
Signal-Ereignisse	1045	1207	1283	1186	973	652
Untergrund-Ereignisse	56450	47300	39400	33700	28250	23350
Stat. Signifikanz (100 fb^{-1})	4.4	5.6	6.5	6.5	5.8	4.3

Tabelle 7.1: Beobachtbarkeit des Signals $H \rightarrow \gamma\gamma$. Die direkte und assoziierte Produktion wurde aufsummiert. Ebenso wurden die Ereignisse aus $\gamma\gamma$, Dijet- und γ -Jet-Untergrund addiert.

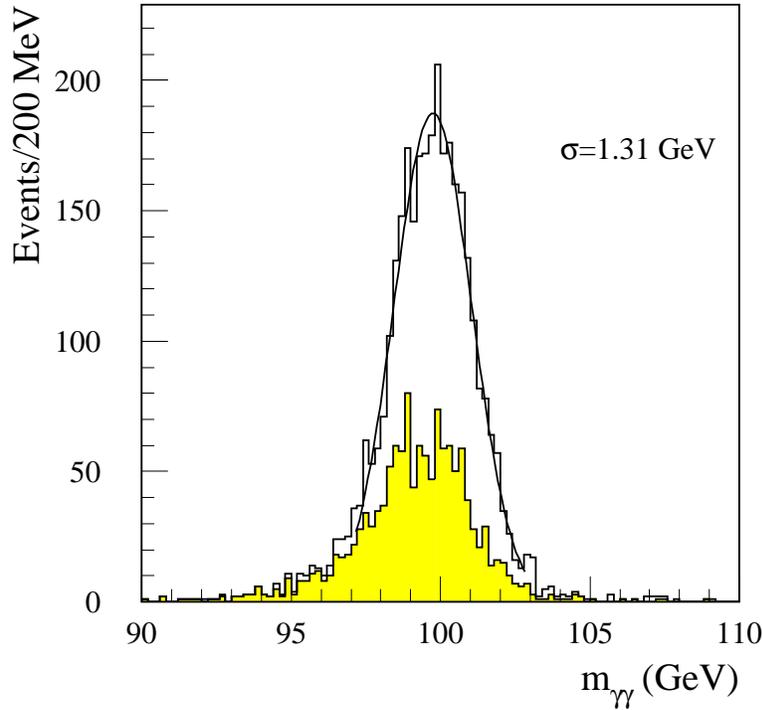


Abbildung 7.1: Die rekonstruierte invariante Masse der Photonpaare aus $H \rightarrow \gamma\gamma$ für eine Higgs-Masse von 100 GeV. Das schattierte/gelbe Histogramm zeigt den Anteil der Ereignisse, bei denen mindestens ein Photon im Inner Tracker konvertiert ist. Die Breite ist durch die Auflösung des Detektors bestimmt. Die Breite der Higgs-Resonanz, die in diesem Massenbereich sehr klein ist, spielt keine Rolle mehr.

elektromagnetischen Kalorimeters wurden mit Hilfe einer vollen Geant-3 basierten Simulation studiert. Dadurch ist vor allem der Einfluss der Konversion von Photonen in Elektron-Positron-Paare auf die Massenauflösung ausreichend exakt bekannt. Für die Analyse werden konvertierte wie unkonvertierte Photonen genutzt, die durch die Standard-Photon-Rekonstruktion identifiziert wurden. Die kinematischen Schnitte zur Isolation sind einfach, isolieren aber das Signal ausreichend gut.

- Es müssen zwei Photonen identifiziert worden sein, wovon eines einen Transversal-Impuls $P_T^1 > 40$ GeV und das andere $P_T^2 > 25$ GeV haben muss.
- Beide Photonen müssen innerhalb des Pseudorapiditätsbereichs $|\eta| < 2,4$ liegen. Liegen ein oder mehr Photonen in einem Bereich $\Delta\eta < 0,15$ um den Übergang zwischen Endcap und Barrel, wird das Event verworfen.

Die Akzeptanz steigt von 44% für Higgs-Masse $m_H = 100$ GeV bis zu 58% für $m_H = 150$ GeV. Die Photon-Identifikationseffizienz liegt bei ca. 80%. Die wichtigsten Untergrundkanäle sind in erster Linie der irreduzible Untergrund $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$

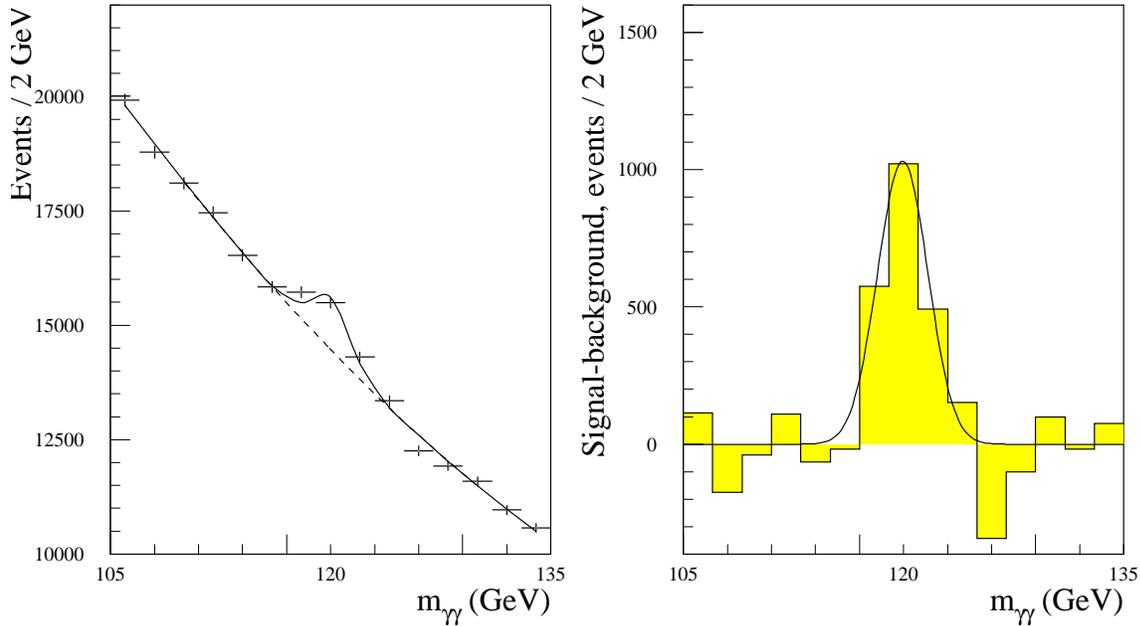


Abbildung 7.2: Die rekonstruierte invariante Masse der Photonpaare aus $H \rightarrow \gamma\gamma$ für eine Higgs-Masse von 120 GeV und eine integrierte Luminosität von 100 fb^{-1} über dem erwarteten Untergrund (links) und nach Subtraktion des Untergrundes (rechts).

(Born), $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (Box) und $gg \rightarrow g\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$ (Quark-Bremsstrahlung) sowie die weit kleineren Beiträge aus Dijet- und Jet- γ -Prozessen, in denen die Jets falsch identifiziert werden. Ein eventueller Untergrund aus $Z \rightarrow ee$, bei dem beide Elektronen falsch identifiziert wurden, ist nur für Higgs-Massen wichtig, die ungefähr der Z-Masse entsprechen. Diese Massenbereiche sind aber bereits durch direkte Messung ausgeschlossen.

Die Massenauflösung ist durch die Präzision des elektromagnetischen Kalorimeters in Kombination mit dem Inner Tracker so gut, dass das Higgs als ein schmaler Peak mit einer Breite von unter 1,5 GeV über dem Untergrund sichtbar wird. Abbildung 7.1 zeigt die Rekonstruktion eines Higgs aus $H \rightarrow \gamma\gamma$. Es enthält auch die Effekte aus Minimum-Bias-Events, die man aus Pile-up bei hoher Luminosität erwartet. Das schattierte Histogramm zeigt den Anteil des Signals, bei dem mindestens ein Photon konvertiert ist. Die Massenauflösung beträgt $\sigma = 1.31 \text{ GeV}$. Für die Auswertung der Signalsignifikanz wird ein Bereich von $\pm 1.4\sigma$ um den Peak verwendet, der 79% der Signalereignisse enthält.

In Tabelle 7.1 sind erwartete Signal- und Untergrundereignisse sowie erwartete statistische Signifikanz zusammengefasst. Das erwartete Signal über dem Untergrund ist für eine Higgs-Masse von 130 GeV in Abb. 7.2 abgebildet.

Im Bereich 100-150 GeV erwartet man, das Signal eines Standardmodell-Higgs im Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ nachweisen zu können und damit direkt den Nachweis zu erbringen, dass es sich bei der beobachteten Resonanz nicht um Spin 1 Teilchen handelt. Als Konsequenz daraus muss für diesen Higgs-Massenbereich nur noch die richtige Parität nachgewiesen werden.

8 Die Produktion durch Gluonfusion

In diesem Kapitel wird die Erzeugung des Higgs durch Gluonfusion und der Zerfall über zwei Z-Bosonen in vier Leptonen (hier nur Elektronen und Myonen) analysiert. Dieser Endzustand zeichnet sich zum einen dadurch aus, dass er vollständig rekonstruierbar ist, also keine Neutrinos beteiligt sind. Zum anderen sind die isolierten Leptonen gut zu vermessen, vor allem im Vergleich zu Endzuständen mit Jets. Inner Tracker und Myonspektrometer geben eine hervorragende Impulsauflösung. Fehler auf die Rapidität und Azimutalwinkel zur Strahlachse sind durch die präzisen Spurkammern von untergeordneter Rolle. Dadurch eignet sich dieser Kanal ideal für Präzisionsmessungen.

Zur Messung von Spin und CP-Eigenwert werden Ereignisse mit unterschiedlichen Kopplungen generiert, mit der Detektorsimulation rekonstruiert und anschließend die in Frage kommenden Verteilungen ausgewertet. Dabei wird immer die Produktionsrate und totale Breite des Standardmodell-Higgs zugrundegelegt. Dies ist die richtige Annahme, da bei einer Messung in Atlas diese Parameter zuerst bestimmt werden und im Bereich des Standardmodells liegen müssen, damit die entdeckte Resonanz überhaupt als Higgs in Frage kommt. Sollten die Werte (Rate und Breite) der Messung von der Erwartung abweichen, so müssen und können diese später noch angepasst werden.

In diesem Kapitel werden vor allem die Verteilungen zweier Winkel zur Bestimmung von Spin und CP-Eigenwert des Higgs verwendet, die in Abb 8.2 illustriert sind. Es handelt sich zum einen um den Polarwinkel θ des Leptons relativ zur Bewegungsrichtung des Z, aus dessen Zerfall es stammt, im Ruhesystem desselben. Da ein schweres Higgs hauptsächlich in longitudinal polarisierte Z zerfällt, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta$ ein Maximum bei $\cos(\theta) = 0$ zeigen. Der andere Winkel ist der Zerfallsebenenwinkel ϕ zwischen den beiden Zerfallsebenen der beiden Z im Ruhesystem des Higgs. Im Standardmodell nimmt die Verteilung dieses Winkels in

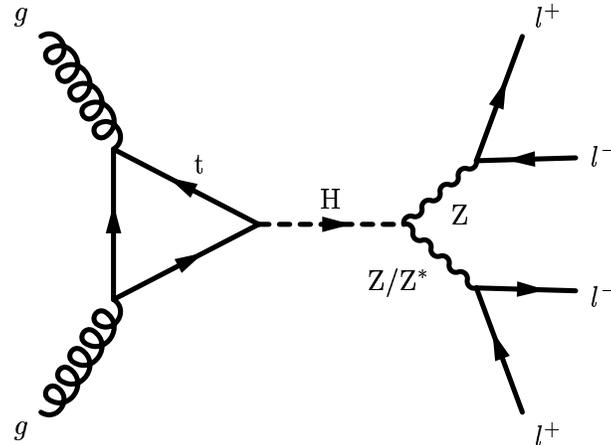


Abbildung 8.1: Gluonfusion und Zerfall in 4 Leptonen ist wohl der wichtigste Kanal zur Entdeckung und Vermessung der Parameter des Higgs. Die vier Leptonen mit hohem P_T liefern eine klare Signatur, und der Wirkungsquerschnitt ist hoch genug, um eine hohe Statistik in diesem Kanal zu gewährleisten.

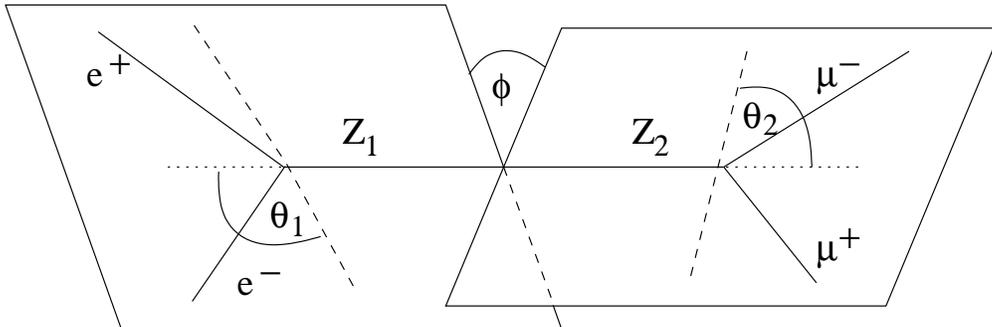


Abbildung 8.2: Der Zerfallsebenenwinkel ϕ ist definiert als Winkel zwischen den beiden Ebenen, die von den Leptonen aus den Z -Zerfällen aufgespannt werden, im Ruhesystem des Higgs. Die Ladung der Leptonen wird verwendet, um die Orientierung der Ebenen festzulegen. Die gestrichelten Linien deuten die Bewegungsrichtung der Leptonen im Ruhesystem des Z -Bosons, aus dessen Zerfall sie stammen, an. Die Winkel θ_1 und θ_2 werden zwischen den negativ geladenen Leptonen im Ruhesystem des Z -Bosons und der Bewegungsrichtung des dazugehörigen Z -Bosons im Ruhesystem des Higgs gemessen. $\phi=0$ entspricht dem Fall, in dem $p_{e^+} \times p_{e^-}$ und $p_{\mu^+} \times p_{\mu^-}$ parallel liegen. $\phi=\pi$ entspricht antiparalleler Orientierung von $p_{e^+} \times p_{e^-}$ und $p_{\mu^+} \times p_{\mu^-}$.

etwa die Form $1 + \beta \cos(2\phi)$ an. Allerdings ist die Verteilung für den Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ nicht sehr ausgeprägt, da die Vektorkopplung - und dadurch der Parameter β - sehr klein ist im Vergleich zum Zerfall $H \rightarrow W^+ W^-$ oder $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ Jets}$.

Die Schnitte, die zur Anreicherung der Signalereignisse im Sample dienen oder durch die Detektorgeometrie vorgegeben sind, beeinflussen möglicherweise die obigen Verteilungen. Ebenso kann die Verteilung des Untergrundes durch Schnitte so verändert werden, dass sie ein Signal vortäuscht [45]. Da der Untergrund statistisch abgezogen werden soll, muss also dessen Verteilung ausreichend gut analysiert und bekannt sein. Da ein spezialisierter Generator für den Untergrund zur Verfügung steht, wird, soweit möglich, dieser zur Analyse des Untergrundes verwendet.

8.1 Der Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

Zunächst wird der Massenbereich untersucht, in dem das Higgs in zwei on-shell Z zerfallen kann, also $m_H > 2m_Z$. Dieses Kapitel ist wie folgt strukturiert: Zuerst wird die Signaldefinition diskutiert und die erwartete Zahl von Signal- und Untergrund-Ereignissen angegeben. Dann wird die Parametrisierung der untersuchten Verteilungen angegeben. Im Anschluss wird die Untergrundnormalisierung betrachtet und schließlich werden die erwarteten Ergebnisse der eigentlichen Messung angegeben. Der Inhalt dieses Kapitels ist veröffentlicht in [40]

Signaldefinition und Detektoreffekte

Bei der Analyse Spin- und CP-abhängiger Variablen in $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ wird die selbe Signaldefinition verwendet wie im TDR. Dies hat vor allem den Vorteil der Konsistenz mit anderen Analysen. Lediglich der Signalbereich um den Higgs-Peak wird etwas optimiert, da dies bei Kenntnis der Higgs-Masse besser möglich ist. Zur Selektion des Signals werden folgende Schnitte verwendet:

- Vier identifizierte Leptonen (Elektronen oder Myonen) im Rapiditätsbereich $|\eta| < 2.5$ mit passenden Ladungen und Flavour, die sich zu zwei Z^0 kombinieren lassen.
- Zwei Leptonen mit transversalem Impuls $P_T > 20 \text{ GeV}$ und zusätzlich zwei Leptonen mit $P_T > 7 \text{ GeV}$. Diese Bedingung stellt sicher, dass auf diese Ereignisse effizient getriggert und Untergrund mit weicheren Leptonen wie aus der $t\bar{t}$ Produktion wirkungsvoll unterdrückt wird.

Die Effizienz der Leptonidentifikation wird mit 90% angenommen, weshalb der Wirkungsquerschnitt mit $0,9^4$ zu multiplizieren ist. Ein weiterer Schnitt auf den trans-

Higgs-Masse (GeV)	200	250	300
Signalregion	197-203 GeV	246-254 GeV	292-308 GeV
Signal ($gg \rightarrow H \rightarrow 4l$, $l = e, \mu$)	407,9	398,8	324,1
Untergrund ($q\bar{q} \rightarrow ZZ + gg \rightarrow ZZ$)	240,9	173,0	183,7

Tabelle 8.1: Die erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} für die drei untersuchten Higgs-Massen und die verwendete Signalregion. Die Werte sind in guter Übereinstimmung mit den TDR-Daten, jedoch ist der Untergrund leicht höher als dort angegeben.

versalen Impuls der $Z^0(P_T^{max}(Z_1, Z_2) > m_H/3)$, der das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bekanntermaßen verbessert, wird hier nicht verwendet. Zum einen hängt die Analyse nicht kritisch von einer Optimierung der Untergrundunterdrückung ab, zum anderen bleibt die Analyse so unabhängiger von Details des Produktionsmechanismus, der evtl. Einfluss auf den transversalen Impuls des Higgs haben könnte.

Die Z-Bosonen werden rekonstruiert, indem man zwei Leptonpaare mit jeweils entgegengesetzter Ladung bei identischem Flavour fordert. Wenn der Flavour beider Leptonpaare gleich ist (also die Kanäle $e^+e^-e^+e^-$ und $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$), wird die Kombination verwendet, die die Summe der quadratischen Differenzen zur Z^0 -Polmasse minimiert; also die Kombination ab/cd , die $(m_{a+b} - m_Z)^2 - (m_{c+d} - m_Z)^2$ minimiert. Die rekonstruierte invariante Masse des Z-Paares muss dann innerhalb der in Tabelle 8.1 angegebenen Massenbereiche liegen, die in etwa dem Doppelten der experimentell erreichbaren Auflösung der Higgs-Masse entsprechen.

Der einzige relevante Untergrund stammt aus der direkten Z-Paar-Produktion ($q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ und $gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$). Es steht ein spezialisierter Matrix Element Generator [45] zur Verfügung, der beide Produktionsmechanismen korrekt berechnet und Events mit der richtigen Winkelverteilung erzeugt. Derselbe Generator wird zur Produktion der Signalereignisse verwendet - ebenfalls produziert mit den korrekten Winkelverteilungen, wie sie für die Standardmodell-Higgs-Kopplung erwartet werden. In Tabelle 8.1 ist die erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen für die untersuchten Higgs-Massen aufgetragen.

Der erwartete Untergrund hat eine vom Signal verschiedene, aber für alle zu betrachtenden Spin/ γ_{CP} Fälle identische Verteilung und wird daher von der gemessenen Verteilung abgezogen. Von nun an wird der Begriff Signal für die selektierten Ereignisse, von denen der Untergrund statistisch subtrahiert wurde, verwendet, während Untergrund die Verteilung der Untergrundereignisse allein bezeichnet.

Während schwere Standardmodell Higgs-Bosonen überwiegend longitudinal polarisierte Z-Bosonen produzieren, sind die Z aus dem Untergrund mit wachsender invari-

anter Masse überwiegend transversal polarisiert, was zu einer Polarwinkelverteilung der Form $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \cos^2\theta$ mit positivem Proportionalitätsfaktor führt. Diese Verteilung würde die erwartete Verteilung für das Signal flacher aussehen lassen würde.

In Abbildung 8.3 sind die Verteilungen für das Standardmodell-Signal (links) und den Untergrund (rechts) angegeben. Die gestrichelte Linie zeigt die theoretisch erwartete Verteilung, also ohne Anwendung etwaiger Schnitte. Sie ist lediglich mit der erwarteten Effizienz der Analyse skaliert, um einen direkten Vergleich zu erlauben. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung nach allen Schnitten und der Verschmierung der Impulse durch die Simulation. Abb. 8.3 (und 8.4) zeigt die erwartete Verteilung für eine Higgs-Masse von 200 GeV und Zerfall in vier Myonen. Die Verteilungen für die Zerfälle $ZZ \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ oder $ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ verhalten sich nicht anders. Der Einfluss der Schnitte und der Detektoreffekte auf den Zerfallsebenenwinkel ϕ ist in Abb. 8.4 dargestellt. Wieder zeigt die gestrichelte Linie die theoretisch erwartete Verteilung, die mit der Effizienz skaliert ist; die durchgezogene Linie wieder die Verteilung nach Detektorsimulation und Schnitten. Der Einfluss auf die Verteilung ist sichtbar jedoch nicht gravierend; man beachte, dass die Skala nicht bei null beginnt, um die Unterschiede sichtbar zu machen. Die Winkel-Verteilung des Untergrundes ist am stärksten verzerrt, was bei der Subtraktion beachtet werden muss. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass Detektoreffekte einen relativ kleinen Einfluss auf die Verteilungen haben und die Qualität der Analyse praktisch nicht beeinflussen.

Parametrisierung der Winkelverteilungen

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte können entweder direkt ausgerechnet werden oder von den Formeln in [44] abgeleitet werden. Die direkt berechneten Verteilungen sind im Anhang A angegeben. Aus [44] werden die Verteilungen für die alternativen Teilchen zitiert, da sie eine recht einfache Form annehmen. Die Verteilungen für den Polarwinkel θ werden in Tabelle 8.2 angegeben. θ_1 und θ_2 bezeichnen die Polarwinkel der Leptonen, die aus dem Zerfall des Z_1 bzw. des Z_2 stammen. Table 8.3 zeigt die Verteilung des Zerfallsebenenwinkels ϕ , wobei über verschiedene Bereiche der Polarwinkel $\theta_{1/2}$ integriert wurde. F11 ist die Verteilung für $0 \leq \theta_{1,2} \leq \pi/2$, F22 für $\pi/2 \leq \theta_{1,2} \leq \pi$, F12 für $0 \leq \theta_1 \leq \pi/2$ und $\pi/2 \leq \theta_2 \leq \pi$, und F21 für $\pi/2 \leq \theta_1 \leq \pi$ und $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$. \mathcal{R} , \mathcal{U} , \mathcal{T} und \mathcal{W} sind die Parameter, die die Zerfallsdichte-Matrix charakterisieren. Für die Zerfallskanäle, die in dieser Analyse verwendet wurden, betragen sie: $\mathcal{R} = \mathcal{U} = -1/2$, $\mathcal{T} = \mathcal{W} = -\frac{2r}{1+r^2}$. r ist das Verhältnis von Axial- zu Vektorkopplung, die für Myonen den Betrag $r = (1 - 4\sin^2\theta_W)^{-1}$ mit $\sin^2\theta_W = 0.23$ annimmt.

Polar angle distributions of signal and background

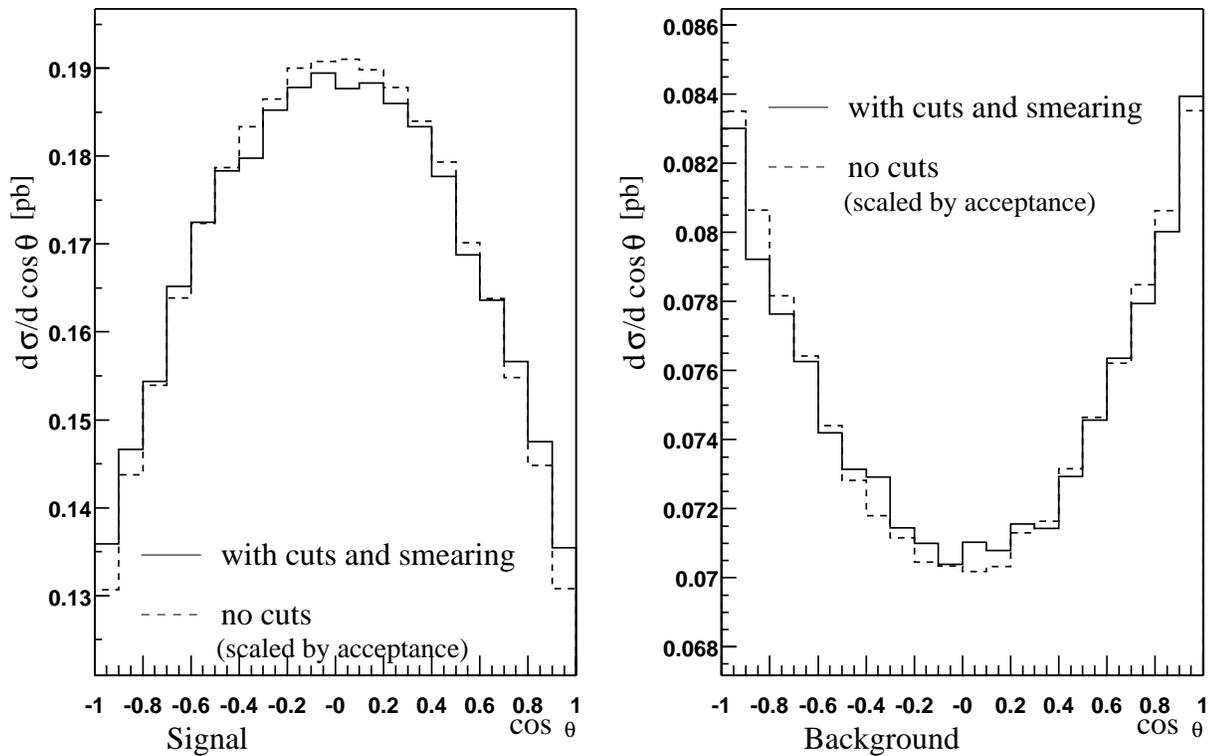


Abbildung 8.3: Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta)$ des Untergrundes (rechts) und für das Signal allein (links). Die simulierte Higgs-Masse beträgt 200 GeV. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung nach der Verschmierung durch die Detektor-Simulation und nach den Schnitten. Die gestrichelte Linie zeigt die theoretisch erwartete Verteilung, die mit der erwarteten Akzeptanz skaliert ist, damit die Verteilungen direkt verglichen werden können.

Decay plane angle distributions of signal and background

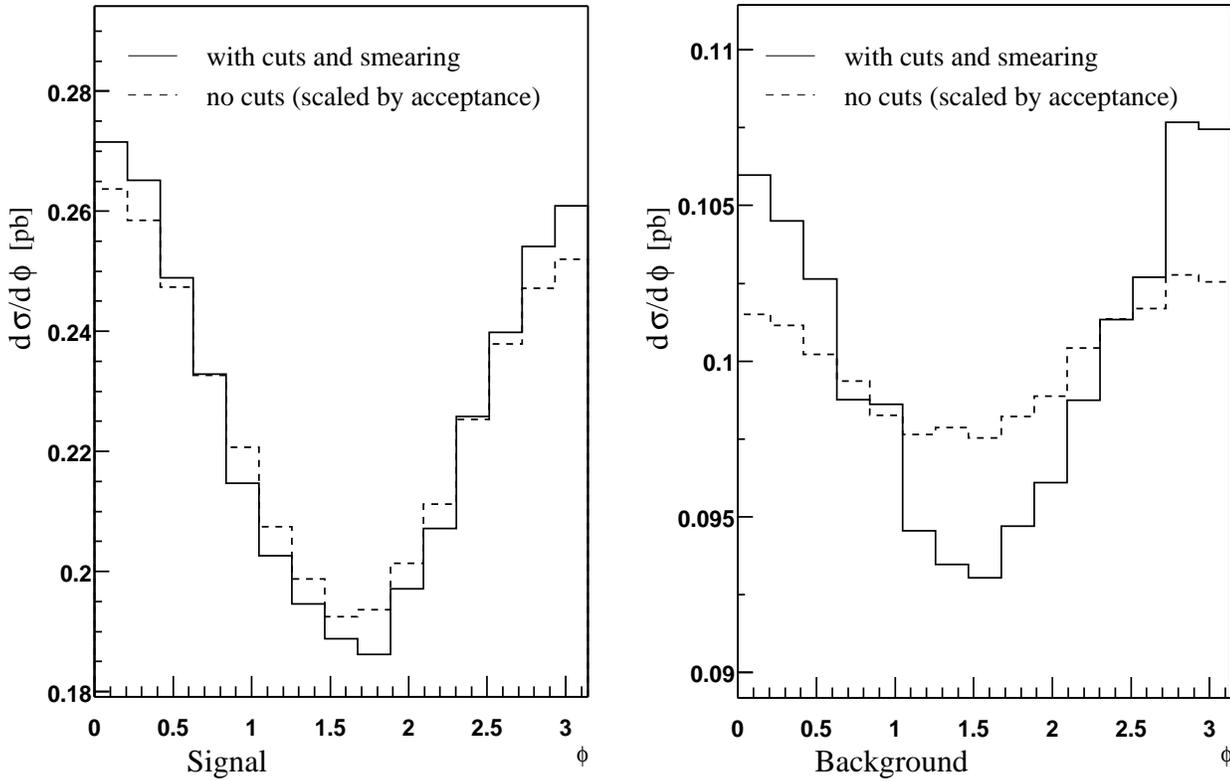


Abbildung 8.4: Verteilung des Zerfallsebenenwinkels ϕ für den Untergrund (rechts) und das Signal (links). Die simulierte Higgs-Masse beträgt 200 GeV. Die Verteilung ohne Schnitte (gestrichelt) ist mit der erwarteten Akzeptanz skaliert, so dass die Verteilungen direkt verglichen werden können.

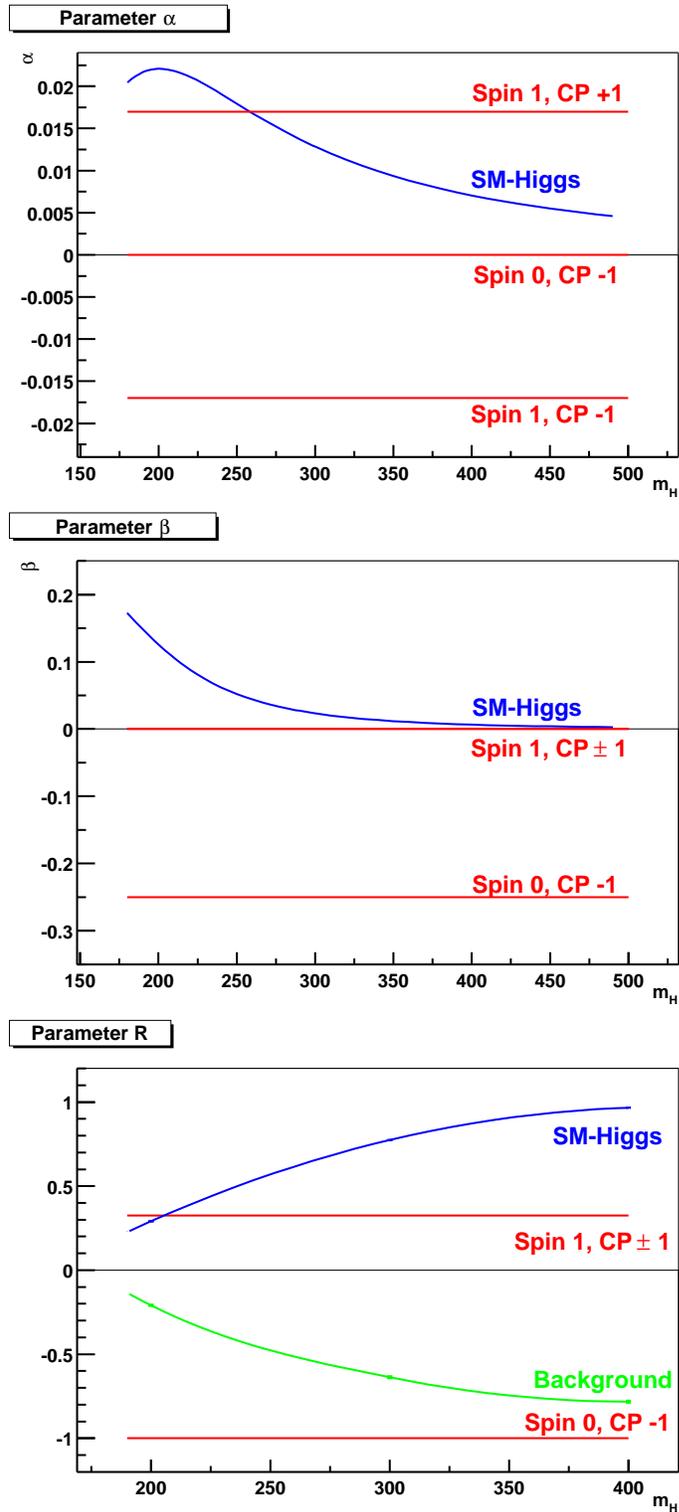


Abbildung 8.5: Die Parameter α , β und R (von oben nach unten) als Funktion der Higgs-Masse.

Spin	γ_{CP}	$d\sigma/d\cos\theta_1 d\cos\theta_2$
0	-1	$1 - \mathcal{R}P_2(\cos\theta_1) - \mathcal{U}P_2(\cos\theta_2) + \mathcal{R}\mathcal{U}P_2(\cos\theta_1)P_2(\cos\theta_2) + \frac{9}{4}\mathcal{T}\mathcal{W}P_1(\cos\theta_1)P_1(\cos\theta_2)$
1	+1	$1 + \frac{1}{2}\mathcal{R}P_2(\cos\theta_1) + \frac{1}{2}\mathcal{U}P_2(\cos\theta_2) - 2\mathcal{R}\mathcal{U}P_2(\cos\theta_1)P_2(\cos\theta_2)$
1	-1	$1 + \frac{1}{2}\mathcal{R}P_2(\cos\theta_1) + \frac{1}{2}\mathcal{U}P_2(\cos\theta_2) - 2\mathcal{R}\mathcal{U}P_2(\cos\theta_1)P_2(\cos\theta_2)$

Tabelle 8.2: Verteilung des Polarwinkels θ . P_i sind die Legendre-Polynome. Alle weiteren Definitionen im Text.

Spin=0 $\gamma_{CP}=-1$	
F11 + F22	$1 + \frac{9}{16}\mathcal{T}\mathcal{W} - \mathcal{R}\mathcal{U}\cos(2\phi)$
F12 + F21	$1 - \frac{9}{16}\mathcal{T}\mathcal{W} - \mathcal{R}\mathcal{U}\cos(2\phi)$
Spin=1 $\gamma_{CP}=+1$	
F11 + F22	$1 + (-\frac{1}{2}\mathcal{R}\mathcal{U} + \frac{1}{2}\mathcal{T}\mathcal{W}(\frac{3\pi}{8})^2)\cos(\phi)$
F12 + F21	$1 + (+\frac{1}{2}\mathcal{R}\mathcal{U} + \frac{1}{2}\mathcal{T}\mathcal{W}(\frac{3\pi}{8})^2)\cos(\phi)$
Spin=1 $\gamma_{CP}=-1$	
F11 + F22	$1 + (+\frac{1}{2}\mathcal{R}\mathcal{U} - \frac{1}{2}\mathcal{T}\mathcal{W}(\frac{3\pi}{8})^2)\cos(\phi)$
F12 + F21	$1 + (-\frac{1}{2}\mathcal{R}\mathcal{U} - \frac{1}{2}\mathcal{T}\mathcal{W}(\frac{3\pi}{8})^2)\cos(\phi)$

Tabelle 8.3: Verteilung des Zerfallsebenenwinkels ϕ . F11 ist die Verteilung für $0 \leq \theta_{1,2} \leq \pi/2$, F22 für $\pi/2 \leq \theta_{1,2} \leq \pi$, F12 für $0 \leq \theta_1 \leq \pi/2$ und $\pi/2 \leq \theta_2 \leq \pi$, F21 für $\pi/2 \leq \theta_1 \leq \pi$ und $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$. $\mathcal{R} = \mathcal{U} = -1/2$, $\mathcal{T} = \mathcal{W} = -\frac{2r}{1+r^2}$, $r = (1 - 4\sin^2\theta_W)^{-1}$.

Die Zerfallsebenenwinkel-Verteilung kann wie folgt parametrisiert werden:

$$F(\phi) = 1 + \alpha \cdot \cos(\phi) + \beta \cdot \cos(2\phi) \quad (8.1)$$

In allen vier Fällen, die in diesem Kapitel diskutiert werden, gibt es keine $\sin(\phi)$ Anteile. Für das Standardmodell-Higgs hängen α und β stark von der Higgs-Masse ab, während sie für die unphysikalischen Fälle konstant sind.

Die Polarwinkel-Verteilung kann beschrieben werden durch:

$$G(\theta) = T \cdot (1 + \cos^2(\theta)) + L \cdot \sin^2(\theta) \quad (8.2)$$

was den longitudinal oder transversal polarisierten Anteil der Z widerspiegelt.

Das Verhältnis R sei definiert als:

$$R := \frac{L - T}{L + T} \quad (8.3)$$

Die Abhängigkeit der Parameter α , β and R von der Higgs-Masse ist in Abb. 8.5 dargestellt. Der Pseudoscalar zeigt die größte Abweichung vom Standardmodell-Higgs. Es wäre $\beta = -0.25$ und $R = -1$, während für den Skalar immer $\beta > 0$ und $R > 0$ sein würde. Der Vektor und der Axialvektor können für den größten Teil des Massenbereichs mit Hilfe des Parameters R ausgeschlossen werden. Für Higgs-Massen um $m_H \approx 200$ GeV liegt der einzige nennenswerte Unterschied im Wert für β , der null für $J = 1$ und $\gamma_{CP} = \pm 1$ ist und für das Standardmodell-Higgs gilt $\beta \approx 0.1$. Mit dem Parameter α könnte man höchstens zwischen dem Skalar und dem Axialvektor unterscheiden, jedoch ist der Unterschied im Vergleich zum erwarteten Fehler sehr gering.

Untergrundnormalisierung

Um die Winkelverteilung des Signals allein zu erhalten und zu analysieren, ist es notwendig, die Verteilung des Untergrundes statistisch zu subtrahieren. Dies birgt das Risiko, systematische Fehler einzuführen, falls beispielsweise die theoretische Beschreibung der Untergrundverteilung nicht der realen entspricht. Die hier verwendete Verteilung enthält neben dem einfachsten Graphen ($qq \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$) auch den wesentlichen Graphen höherer Ordnung ($gg \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$). Daher kann die Beschreibung als zuverlässig gelten. Dennoch ist es immer nötig, den Untergrund so gut wie möglich an einer Messung zu überprüfen.

Zunächst ist die absolute Zahl der erwarteten Untergrundereignisse zu bestimmen. Dies kann geschehen, indem man die Anzahl der Ereignisse zu beiden Seiten des Signals mit der Anzahl aus der Simulation des Untergrundes vergleicht. Das Verfahren ist in Abb. 8.6 illustriert. Um die Gesamtzahl erwarteter Ereignisse in der Signalregion zu ermitteln, multipliziert man die simulierte Anzahl von Events in der Signalregion mit dem Quotienten aus den Ereignissen in den Seitenbändern N_{side}^{Data} und der Anzahl der simulierten Ereignisse N_{side}^{MC} in denselben Seitenbändern. Der Fehler dieser Kalkulation beträgt $\sigma_N = \sqrt{N_{side}^{Data} \cdot \frac{N_{side}^{signal}}{N_{side}^{MC}}}$. Für den Fall eines 250 GeV Higgs-Bosons beläuft sich die erwartete Anzahl N von Untergrundereignissen auf $N=130$ mit einem systematischen Fehler von $\sigma_{N_{syst}} = 4.1$. Dieser liegt somit deutlich unter dem statistischen Fehler von $\sigma_{N_{stat}} = 11.4$. Dies ist klar, da die zur Normalisierung verwendeten Massenbereiche wesentlich mehr Untergrundereignisse enthalten als die Signalregion.

Die Form der Untergrundverteilung kann auf dieselbe Weise überprüft werden, indem die Form der Verteilung zu beiden Seiten des Signals verwendet wird - wie in Abb. 8.7 dargestellt. Die Abbildung zeigt den Parameter R , wie er aus einem Fit wie oben definiert hervorgeht. Die durchgezogene Linie zeigt R für den Untergrund allein, während die Punkte mit Fehlerbalken denselben Parameter für Signal und Untergrund zusammen zeigen. Die meisten der Bins, für die die Fits vorgenommen wurden, haben eine Breite von 20 GeV. Nur das letzte Bin ist 100 GeV breit, um die niedrigere Anzahl an Events in diesem Bereich zu kompensieren. Aus den erwarteten Fehlern kann man abschätzen, dass der Parameter R mit einer Genauigkeit von mindestens $\sigma R = 0.08$ gemessen werden kann. Das scheint nicht sehr gut, jedoch ist die Abhängigkeit der eigentlichen Messung von der genauen Form der Untergrund-Verteilung schwach. Dies kann demonstriert werden, indem man einen Fit an die Verteilung des Winkels θ anlegt, wobei von der Signal-plus-Untergrund-Verteilung, die von dem Generator erzeugt wurde, eine falsche Untergrund-Verteilung abgezogen wurde. Der Parameter R_{sub} der subtrahierten Verteilung wurde variiert zwischen Werten um ein bzw. zwei σ größer und kleiner als der Wert R_{MC} der erzeugten Ver-

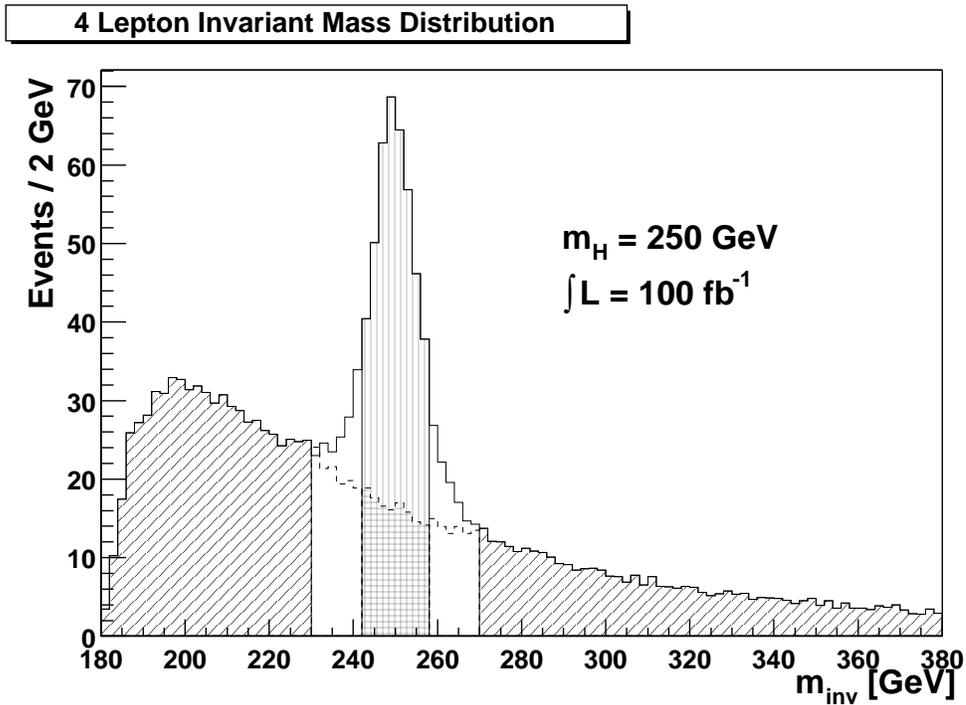


Abbildung 8.6: Die invariante Massen-Verteilung eines 250 GeV Higgs und des irreduziblen ZZ-Untergrundes. Der vertikal gestreifte Bereich zeigt die in dieser Analyse verwendete Signalregion. Die Bereiche, die verwendet werden, um die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen in der Signalregion (horizontal gestreift) zu bestimmen, sind diagonal gestreift. Die gepunktete Linie deutet den Verlauf des Untergrundes innerhalb der Übergangsregion zwischen den Seitenbändern und der Signalregion an. Diese Region wird gar nicht verwendet.

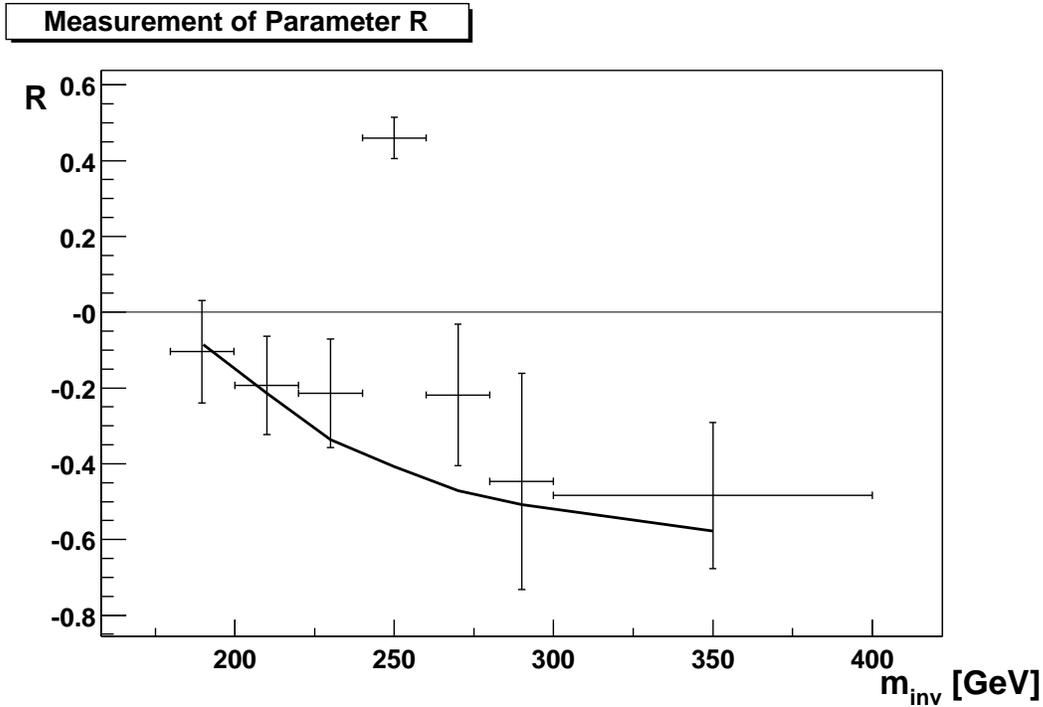


Abbildung 8.7: Der Parameter R (definiert wie in Formel 8.3) aus Fits an verschiedene Massenbereiche für den Untergrund allein (durchgezogene Linie) und aus Fits an dieselben Massenbereiche für Untergrund und Signal (Punkte mit Fehlerbalken). Die horizontalen Fehlerbalken sind so breit wie die Massenbereiche, aus denen die jeweils verwendeten Ereignisse stammen.

ΔR	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2
R_{signal}	0.747	0.758	0.770	0.782	0.796

Tabelle 8.4: Der gemessene Parameter R für fünf verschiedene Verteilungen, die zur Subtraktion des Untergrundes verwendet wurden. ΔR ist die Differenz zwischen dem Wert R_{MC} der erzeugten Verteilung und R_{sub} der abgezogenen Verteilung. ($m_H=250$ GeV)

teilung. In Tabelle 8.4 sind die Differenzen $\Delta R = R_{MC} - R_{sub}$ gegen die Werte R_{Signal} , die aus Fits an die entsprechenden "Signal"-Verteilungen hervorgegangen sind, aufgetragen. Die erwartete Verschiebung des Wertes ist also ungefähr ± 0.01 . Auch dieser Fehler ist sehr viel kleiner als der erwartete statistische Fehler $\Delta R_{stat} = 0.053$. Dieser Beitrag zum systematischen Fehler wird im Rest der Analyse nicht weiter berücksichtigt.

Überdies werden diese Effekte kleiner, wenn man die K-Faktoren berücksichtigt. Jeder K-Faktor größer als 1 ergibt durch die größere Statistik bessere Bedingungen zur Überprüfung der Untergrundverteilungen. Da der K-Faktor der gluoninduzierten Higgs-Produktion zusätzlich größer ist als der K-Faktor der Quark-Annihilation in Z-Paare, wird das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis noch besser als hier angenommen.

Ergebnisse der Messung

Im Abschnitt Parametrisierung wurden die exakten theoretischen Verteilungen angegeben. In der Praxis benötigt man jedoch ein Verfahren zur Trennung des Signals vom Untergrund, was zu Verzerrungen der Verteilung und zu Unsicherheiten aufgrund limitierter Statistik führt. Diese Unsicherheiten wurden simuliert, indem eine große Zahl an Ereignissen generiert und die Verteilungen auf die erwartete Anzahl von Events herunterskaliert wurden, was zur richtigen Abschätzung der zu erwartenden Genauigkeit führt, da die erwarteten Werte für die zu messenden Parameter einer Gaußverteilung folgen. Der Untergrund wurde statistisch abgezogen, nachdem an ein reines Untergrundsample dieselben Schnitte angelegt wurden wie an die Signalereignisse. Der Fehler auf den Verteilungen setzt sich somit zusammen aus dem statistischen Fehler aus der Anzahl der Signalereignisse, dem statistischen Fehler aus der Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse und dem Fehler aus der Abschätzung der Anzahl der Untergrundereignisse, wie oben beschrieben. Der Fehler aus einer möglichen Abweichung der Form des Untergrundes wurde nicht berücksichtigt, aber der Effekt ist klein im Vergleich zu den anderen. Ereignisse mit Myonen und Elektronen im Endzustand wurden aufsummiert. An die so erhaltenen

Verteilungen wurden dann die oben angegebenen Parametrisierungen für ϕ und θ angepasst.

Abb. 8.8 (oben) zeigt die erwarteten Werte und Fehler für den Parameter R bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} . Es ist deutlich erkennbar, dass die Messung dieses Parameters für Higgs-Massen $m_H \approx 250 \text{ GeV}$ und höher die verschiedenen anderen hier betrachteten Hypothesen für Spin und CP-Eigenwert klar ausschließt. Für Massen um die 200 GeV jedoch ist nur der Pseudoskalar-Fall ausgeschlossen. Abb. 8.8 (unten) zeigt die erwarteten Werte und Fehler für α und β bei einer Masse von 200 GeV und wiederum einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} . Der Parameter α kann zum Ausschluss der Spin 1 Hypothesen verwendet werden, ist aber durch die zu geringe Statistik limitiert. Dasselbe gilt für β ; die Messung des Parameters β , der für Spin 1 Teilchen null, aber größer null im Standardmodell ist, kann nur sehr wenig zum Ausschluss beitragen. Selbst in dem Massenbereich, wo β im Standardmodell seinen größten Wert annimmt, ist der Unterschied zu den Spin 1 Fällen immer noch zu klein. Zum Ausschluss des Pseudoskalars kann er jedoch ein wenig beitragen.

Die Werte von α können jedoch weiter separiert werden, wenn man eine Korrelation zwischen den Vorzeichen des Cosinus der Polarwinkel $\cos(\theta)$ aus den beiden Z -Zerfällen und dem Winkel ϕ ausnutzt. In Abb. 8.9 sind die Werte von α und β separat für die Fälle $\text{sign}(\cos \theta_1) = \text{sign}(\cos \theta_2)$ (F11 + F22 in Tabelle 8.3) und $\text{sign}(\cos \theta_1) = -\text{sign}(\cos \theta_2)$ (F12 + F21 in Tabelle 8.3) aufgetragen. Es wird sichtbar, dass die Differenz von α größer wird für den Spin 1, CP-even Fall. Für größere Massen streben α und β im Standardmodell-Fall gegen 0, weshalb nur noch α eine Messung des Spins erlaubt. Dies wird aber durch die Messung von R mehr als kompensiert.

Abb. 8.10 zeigt die Signifikanz, also die Differenz der erwarteten Werte geteilt durch den erwarteten Fehler auf den Wert der Standardmodell-Hypothese. Die Signifikanzen aus der Messung von α und β werden kombiniert, wobei zusätzlich die Korrelation zwischen $\cos(\theta_{1/2})$ und ϕ ausgenutzt wurde. Die Signifikanz des Ausschlusses durch die Polarwinkelmessung ist separat aufgetragen. Zusätzlich ist die Kombination als gestrichelte Linie dargestellt. Für die höheren Higgs-Massen trägt der Zerfallsebenenwinkel kaum etwas bei, aber die Polarisierung der Z -Bosonen führt zu einer guten Messung von Spin und CP-Eigenwert. Die Signifikanz für die volle integrierte Luminosität von 300 fb^{-1} kann einfach durch Multiplikation mit $\sqrt{3}$ ermittelt werden. Dies ist besonders für den Massenbereich um 200 GeV interessant. Die Vektorhypothese kann dann mit einer Signifikanz von 6.4σ ausgeschlossen werden, während für die Axialvektorhypothese auch dann nur ein Ausschluss von 3.9σ möglich ist. Hier können jedoch eine optimierte Analyse und das Inbetrachtziehen

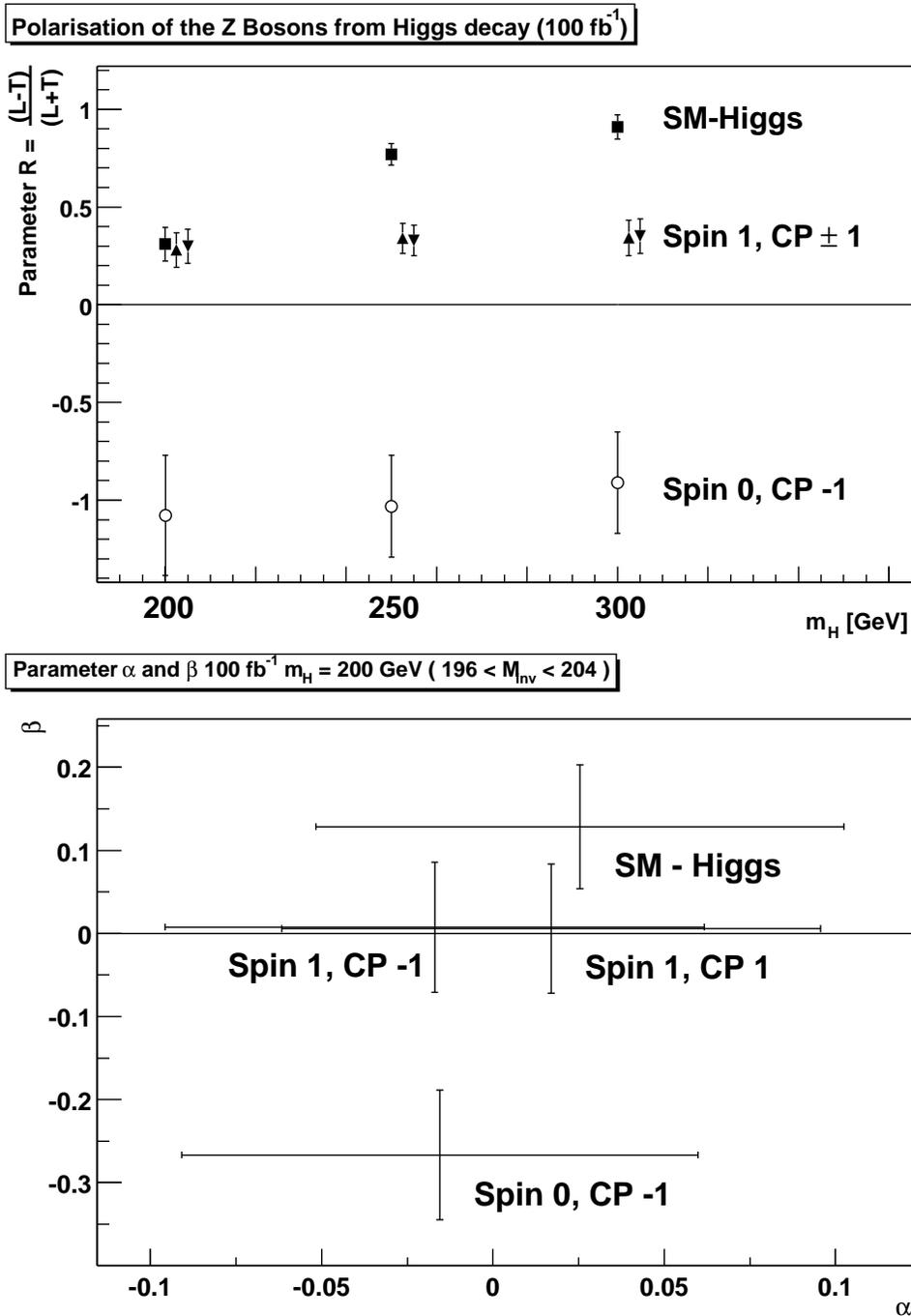
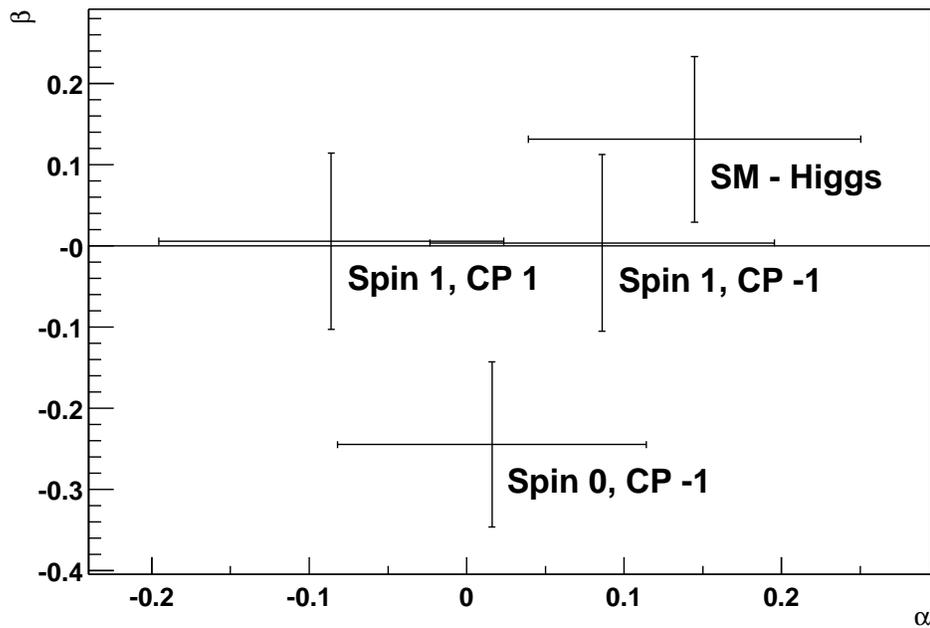


Abbildung 8.8: Der Parameter R für verschiedene Higgs-Massen (oben) und α und β (unten) für $m_H = 200 \text{ GeV}$; beide bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} . Der Fehler skaliert mit der integrierten Luminosität wie statistisch erwartet.

Parameter α and β $100 \text{ fb}^{-1} m_H = 200 \text{ GeV} (196 < M_{\text{inv}} < 204)$



Parameter α and β $100 \text{ fb}^{-1} m_H = 200 \text{ GeV} (196 < M_{\text{inv}} < 204)$

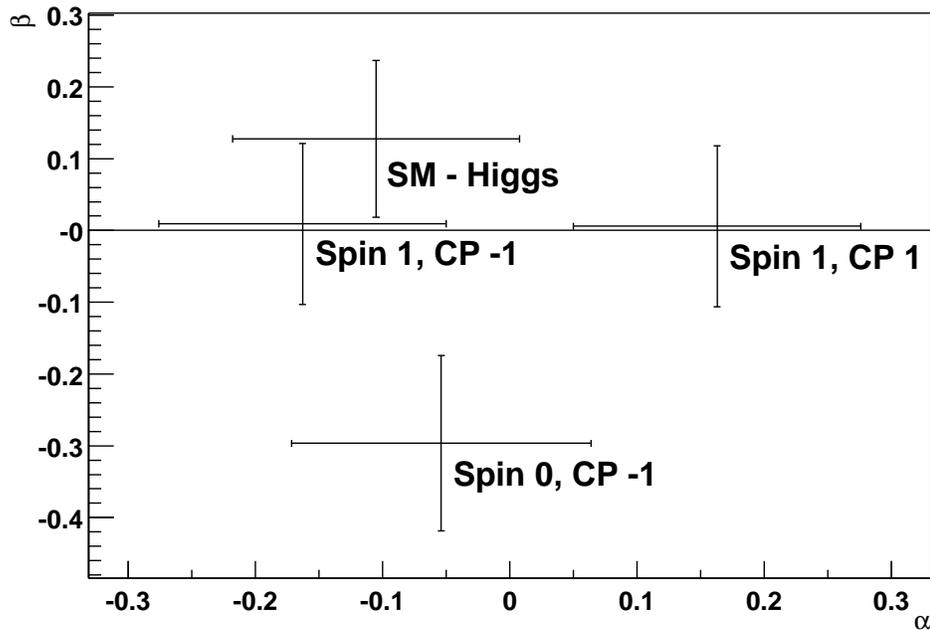


Abbildung 8.9: Der Parameter α hängt von den Vorzeichen des Cosinus der Polarwinkel $\cos(\theta_1)$ und $\cos(\theta_2)$ ab. Die Ereignisse, bei denen die Vorzeichen gleich sind, ergeben den oberen Plot, die, bei denen sie verschieden sind, den unteren.

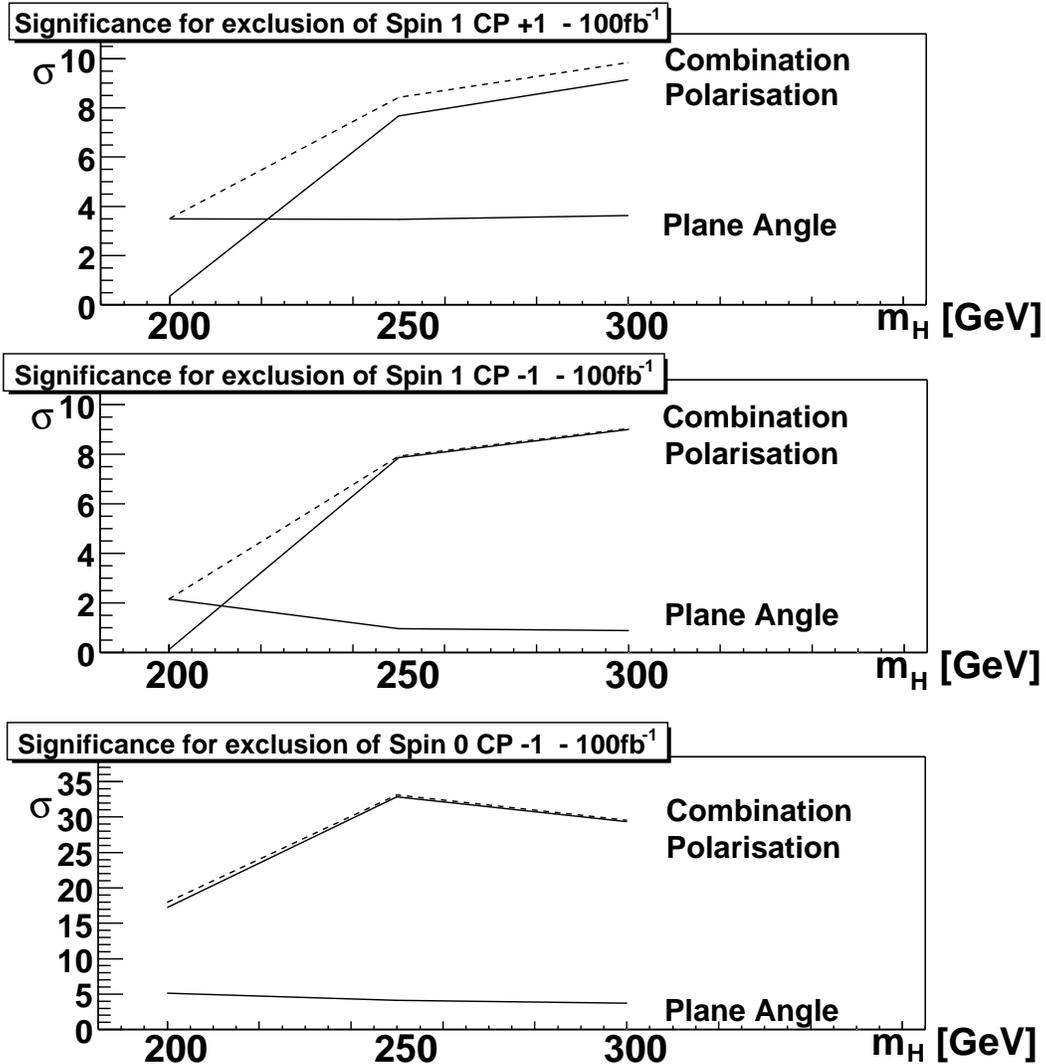


Abbildung 8.10: Die erwartete Signifikanz des Ausschlusses der Nicht-Standardmodell Kombinationen von Spin und CP-Eigenwert bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} . Die Signifikanzen des Ausschlusses aus der Vermessung des Polarwinkels und der Vermessung des Zerfallsebenenwinkels sind getrennt aufgetragen (durchgezogene Linien). Zusätzlich ist die Kombination als gestrichelte Linie dargestellt.

von K-Faktoren eine Verbesserung bringen, was jedoch eine realistischere Detektor-simulation und eine reale Vermessung des Untergrundes voraussetzt. Also ist eine Optimierung erst im Betrieb von Atlas sinnvoll.

Zusammenfassend kann für Higgs-Massen um und über 230 GeV eine Spin 1 Hypothese schon mit nur 100 fb^{-1} klar ausgeschlossen werden. Für $m_H \approx 200 \text{ GeV}$ ist der Ausschluss weniger signifikant, wodurch die volle Luminosität gebraucht wird. Die Pseudoskalar-Hypothese kann mit weniger als 100 fb^{-1} für den gesamten Massenbereich über 200 GeV ausgeschlossen werden.

8.2 Der Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

Der Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ unterscheidet sich aus theoretischer Sicht nicht wesentlich von dem im letzten Kapitel behandelten Kanal. Bei Verwendung der Breite des Z in den Propagatoren im Matrixelement ergibt sich aus einer on-shell Näherung direkt eine Beschreibung, die den Zerfall eines Higgs unterhalb der ZZ -Schwelle zulässt. Aus experimenteller Sicht jedoch gibt es einige Änderungen zu beachten. Dieses Kapitel schenkt deshalb folgenden Punkten - in der angegebenen Reihenfolge - besondere Beachtung:

- In den Massenbereichen unterhalb der ZZ -Schwelle gewinnen Beiträge aus $Zb\bar{b}$ und $t\bar{t}$ zum Untergrund mit abnehmender Higgs-Masse immer mehr an Bedeutung. Dieser Untergrund muss zusätzlich unterdrückt werden, was aber auch zu einer weiteren Reduzierung des Signals führen wird.
- Durch die wesentlich geringere Statistik ist die Messung der Parameter α und β auch bei voller Luminosität nicht mehr hilfreich bei der Bestimmung von Spin und CP. Deshalb werden wir uns auf die Betrachtung des Polarwinkels beschränken.
- Die Verformung des Signals wird für kleine Higgs-Massen durch geringeren transversalen Impuls der Leptonen stärker. Dies erfordert genauere Betrachtung.
- Ein neuer Parameter, der oberhalb der Schwelle nicht auftaucht, kommt hinzu: Es ist die Verteilung der Masse des off-shell Z^0 -Bosons.
- Über den größten Teil des hier interessanten Massenbereichs ist der Higgs-Zerfall in $\gamma\gamma$ beobachtbar. Daher wird hier auf die Messung des Spins verzichtet.

Signaldefinition

Die kinematischen Schnitte zur Isolation des Signals vom Untergrund sind zunächst identisch mit denen aus der Analyse oberhalb der Schwelle. Dazu kommen optimierte Massenbereiche für die zwei Leptonpaare:

- Vier identifizierte Leptonen (Elektronen oder Myonen) im Rapiditätsbereich $|\eta| < 2.5$ mit passenden Ladungen und Flavour, die sich zu zwei Z -Bosonen kombinieren lassen.
- Zwei Leptonen mit transversalem Impuls $P_T > 20 \text{ GeV}$ und zusätzlich zwei Leptonen mit $P_T > 7 \text{ GeV}$. Diese Bedingung stellt sicher, dass auf diese Ereignisse getriggert wird und Untergrund mit weicheren Leptonen wie aus der $t\bar{t}$ Produktion wirkungsvoll unterdrückt wird.

Higgs-Masse [GeV]	120	130	140	150	160	170	180
Fenster m_{12} [GeV]	20	15	15	10	10	6	6
Schwelle m_{34} [GeV]	15	20	25	30	45	45	60

Tabelle 8.5: Massenbereiche m_{12} , in denen die Masse eines Leptonpaares liegen muss, und die Schwelle m_{34} , die das andere Paar überschreiten muss. (aus [28])

- Die Masse eines Leptonpaares muss innerhalb eines Fensters m_{12} um die Z-Polmasse liegen. Das andere Paar muss eine Schwelle m_{34} überschreiten. Die Werte dafür sind in Tabelle 8.5 angegeben.

Auch hier wird die Leptonidentifikation mit 90% angenommen. Die Rekonstruktion der Z-Bosonen muss etwas anders erfolgen, da nur noch ein Z auf der Massenschale liegen kann. Von den Ladungs-Flavour-Kombinationen, die in Frage kommen, wird diejenige verwendet, die die Differenz aus invarianter Masse eines Leptonpaares und der Z-Masse minimiert, während die Masse des anderen Paares noch im kinematisch erlaubten Bereich liegt. Das heißt, dass die beiden Massen addiert die Higgs-Masse nicht übersteigen dürfen. Dieses Verfahren wird allerdings nur in der Hälfte der Fälle benötigt, bei der die Flavour aller vier Leptonen gleich sind.

Diese Schnitte allein isolieren das Signal hervorragend vom irreduziblen Untergrund. Der reduzierbare Untergrund (v.a. $t\bar{t}$ und $Zb\bar{b}$) übersteigt jedoch den irreduziblen Untergrund teilweise um mehr als eine Größenordnung (s. Tabelle 8.6).

Zwei weitere Schnitte können den reduzierbaren Untergrund stark unterdrücken [28]. Da bei diesen Prozessen zwei der Leptonen aus b-Zerfällen stammen, können diese Ereignisse unterdrückt werden, indem man Isolation der Leptonen fordert und zusätzlich einen Schnitt auf den “Impact-Parameter” der Leptonspuren einführt. Dieses Verfahren ist ähnlich einem b-Tag und wurde eingehend anhand einer vollen Simulation studiert. Für Details verweise ich auf [28] und [53]. Insgesamt führen

Higgs-Masse [GeV]	120	130	150	170	180
$\sigma \cdot \text{BR}$ (fb) Signal (keine kin. Schnitte)	1,29	2,97	5,53	1,40	3,26
$\sigma \cdot \text{BR}$ (fb) Signal (mit kin. Schnitten)	0,341	0,994	2,294	0,652	1,744
$\sigma \cdot \text{BR}$ (fb) $ZZ^* \rightarrow 4l$ (incl $\tau\tau ll$)	0,20	0,31	0,31	0,28	0,25
$\sigma \cdot \text{BR}$ (fb) $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow 4l$	1,2	1,9	2,5	1,9	1,7
$\sigma \cdot \text{BR}$ (fb) $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$	0,9	1,3	1,7	1,3	1,2

Tabelle 8.6: Wirkungsquerschnitt σ mal Verzweigungsverhältnis für Signal (ohne kinematische Schnitte) und die wichtigsten Untergrundprozesse in der Signalregion. (aus [53])

beide Verfahren zusammen zu einer Unterdrückung um den Faktor 800 für den $t\bar{t}$ -Untergrund und von ca. 70 für den $Zb\bar{b}$ -Untergrund; beide Werte beziehen sich auf hohe Luminosität. Ein weiterer Schnitt auf fehlenden transversalen Impuls ist möglich, führt aber durch große Korrelation mit den beiden anderen Schnitten nicht zu einem wesentlich besseren Ergebnis. Die Signaleffizienz der beiden Schnitte liegt (bei hoher Luminosität) bei 0,52. Die erwartete Anzahl an Signal- und Untergrund-Ereignissen ist in Tabelle 8.7 angegeben, wobei die oberen zwei Reihen die Werte dieser Analyse enthalten, während die unteren drei zum Vergleich aus dem TDR [53] zitiert sind. Der reduzierbare Untergrund liegt nun um eine Größenordnung unter dem irreduziblen und wird im folgenden vernachlässigt. Es ergibt sich ein schmaler Peak im Spektrum der invarianten Masse über dem ZZ^* -Untergrund, wie in Abbildung 8.11 beispielhaft für eine Higgs-Masse von 150 GeV gezeigt. Der Untergrund, vor allem der reduzierbare, ist schon aus theoretischer Sicht mit grossen Fehlern behaftet. Um dem Rechnung zu tragen, wird auf den statistischen Fehler für alle folgenden Analysen noch einmal 30% des statistischen Fehlers addiert, um in etwa den erwarteten systematischen Fehler mit einzubeziehen. Die genaue Zahl der Untergrundereignisse ist jedoch für die Analyse nicht kritisch. Auch ein Vielfaches des Untergrundes reduziert die Signifikanz der Messung kaum. Entscheidend ist eine gute Normalisierung des Untergrundes an Hand der realen Daten.

Higgs-Masse [GeV]	130	140	150	160	170	180
Signal	85,1	148,8	199,7	84,3	51,3	133,6
ZZ*	18,1	19,9	15,3	6,3	10,3	35,4
Signal (TDR)	94,7	-	202,8	-	54,3	149,1
ZZ* (TDR)	11,58	-	22,9	-	23,2	23,0
Zbb und t\bar{t} (TDR)	1,74	-	3,8	-	3,3	3,42

Tabelle 8.7: Erwartete Anzahl an Signal- und Untergrundereignissen bei hoher Luminosität. Die zwei oberen Reihen sind die im Rahmen dieser Analyse ermittelten Werte. Die unteren drei Zeilen sind zum Vergleich aus [53] zitiert. Der verwendete Bereich um die Higgs-Masse in dieser Analyse beträgt ± 4 GeV, während sie im TDR bei ± 5 GeV liegt. Zum Teil kommt die vorliegende Analyse zu einem schlechteren, um die 150 GeV herum aber zu einem (ein wenig) optimistischeren Ergebnis. Für die Massen 140 GeV und 160 GeV existieren keine Zahlen im TDR, und die Zahlen aus [28] sind nicht direkt vergleichbar.

Detektoreffekte

Im vorigen Kapitel wurde festgestellt, dass die Winkelverteilungen für Higgs-Massen oberhalb der Z-Paar-Schwelle kaum von Detektoreffekten beeinflusst werden. Je wei-

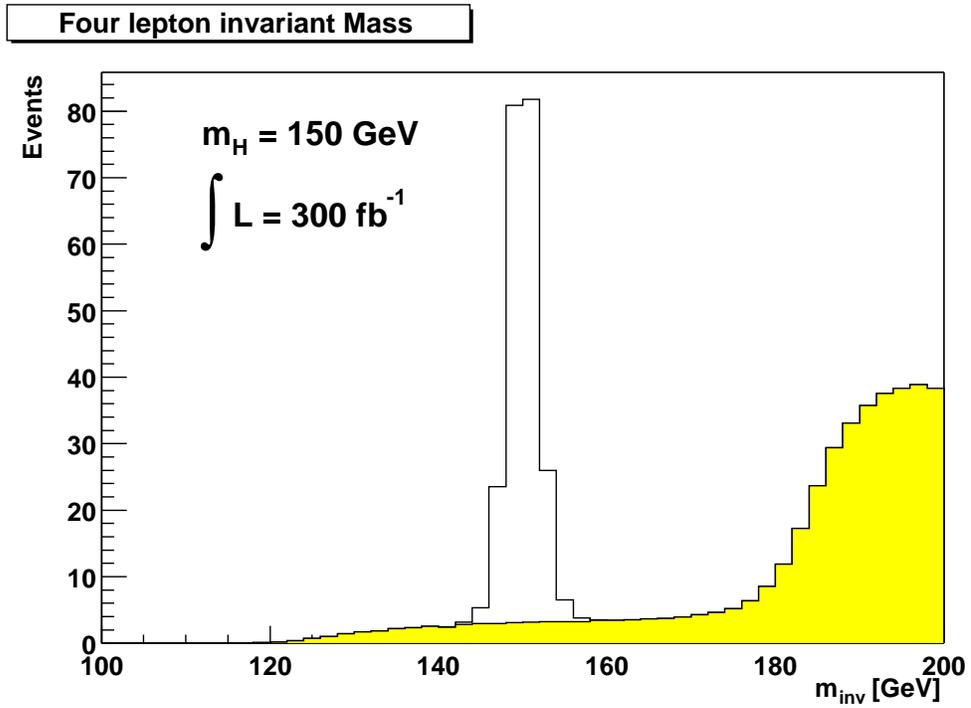


Abbildung 8.11: Das erwartete Signal ($m_H = 150$ GeV) über dem irreduziblen Untergrund (gelb). Die Anzahl der Events entspricht einer integrierten Luminosität von 300 fb⁻¹.

ter die Higgs-Masse jedoch sinkt, um so mehr spielen diese Effekte eine Rolle. Die Polarwinkelverteilungen werden in den Bereichen $\cos(\theta) \approx \pm 1$ flacher und verlieren so etwas von ihrer Unterscheidungskraft. Die Abbildungen der nächsten Seiten illustrieren dies. In den Abbildungen 8.12, 8.13 und 8.14 sind die Winkelverteilungen für Higgs-Massen von 130, 150 bzw. 180 GeV dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilungen, wie sie gemessen würden. Die gestrichelte Linie zeigt den theoretischen Verlauf ohne Schnitte und Effekte aus endlicher Auflösung, der jedoch auf dasselbe Integral normiert wurde wie die realistische Verteilung. Die einzelnen Reihen entsprechen verschiedenen Flavour-Kombinationen. In der ersten Reihe sind immer alle Events, also die Kombinationen $\mu\mu\mu\mu$, $eeee$ und $\mu\mu ee$ aufgetragen. Für die Graphen der zweiten Zeile wurden nur Vier-Elektronen-Ereignisse verwendet, für die der dritten Reihe nur Vier-Myonen-Ereignisse. Die verschiedenen Spalten entsprechen den drei möglichen Spin 0 Kopplungen. Für die Definition der Kopplung siehe Formel 5.1 in Kapitel 5. Die Spalten von links nach rechts: Die Standardmodell-Kopplung ($X=1$, $Y=P=0$), die Nicht-SM CP-even Kopplung ($Y=1$, $X=P=0$) und die Pseudoskalar-Kopplung ($P=1$, $X=Y=0$). Die Nicht-Standardmodell CP-even Kopplung wurde im Kapitel 8.1 nicht explizit untersucht. Sie ist einfach unterscheidbar vom SM-Higgs, da für diese Kopplung immer $R = 1$ gilt, entsprechend der komplett longitudinalen Polarisierung der Z.

Es werden mehrere Punkte deutlich erkennbar:

- Die Verformung des Signals ist für kleine Higgs-Massen grösser als für Massen näher der Schwelle. An der Schwelle (und darüber) ist die Verformung nicht mehr gravierend und verschlechtert die Analyse nicht.
- Die Elektronen tragen stärker zur Verformung bei, aber auch die Myonen allein liefern kein verzerrungsfreies Signal.
- Die verschiedenen Kopplungsarten sind unterschiedlich stark von der Verformung betroffen. Durch ihre Peaks bei $\cos(\theta) = \pm 1$ ist besonders die Pseudoskalar-Variante betroffen, da die Verzerrung in eben diesen Bereichen am stärksten ist. Die Nicht-Standardmodell CP-even Kopplung in der Mitte ist weniger betroffen, da sie ohnehin an den Rändern verschwindet. Allerdings ist der Effekt stark abhängig von Flavour und Higgs-Masse. Die Standardmodell-Kopplung zeigt ganz unterschiedliche Verzerrungen, abhängig von Flavour und Masse.

Der letzte Punkt ist am gravierendsten. Das Einführen einer Korrekturfunktion zum Ausgleich der Verformung kann nur eine Signalform wiederherstellen. Die anderen Verteilungen bleiben dann immer noch mehr oder weniger stark verändert.

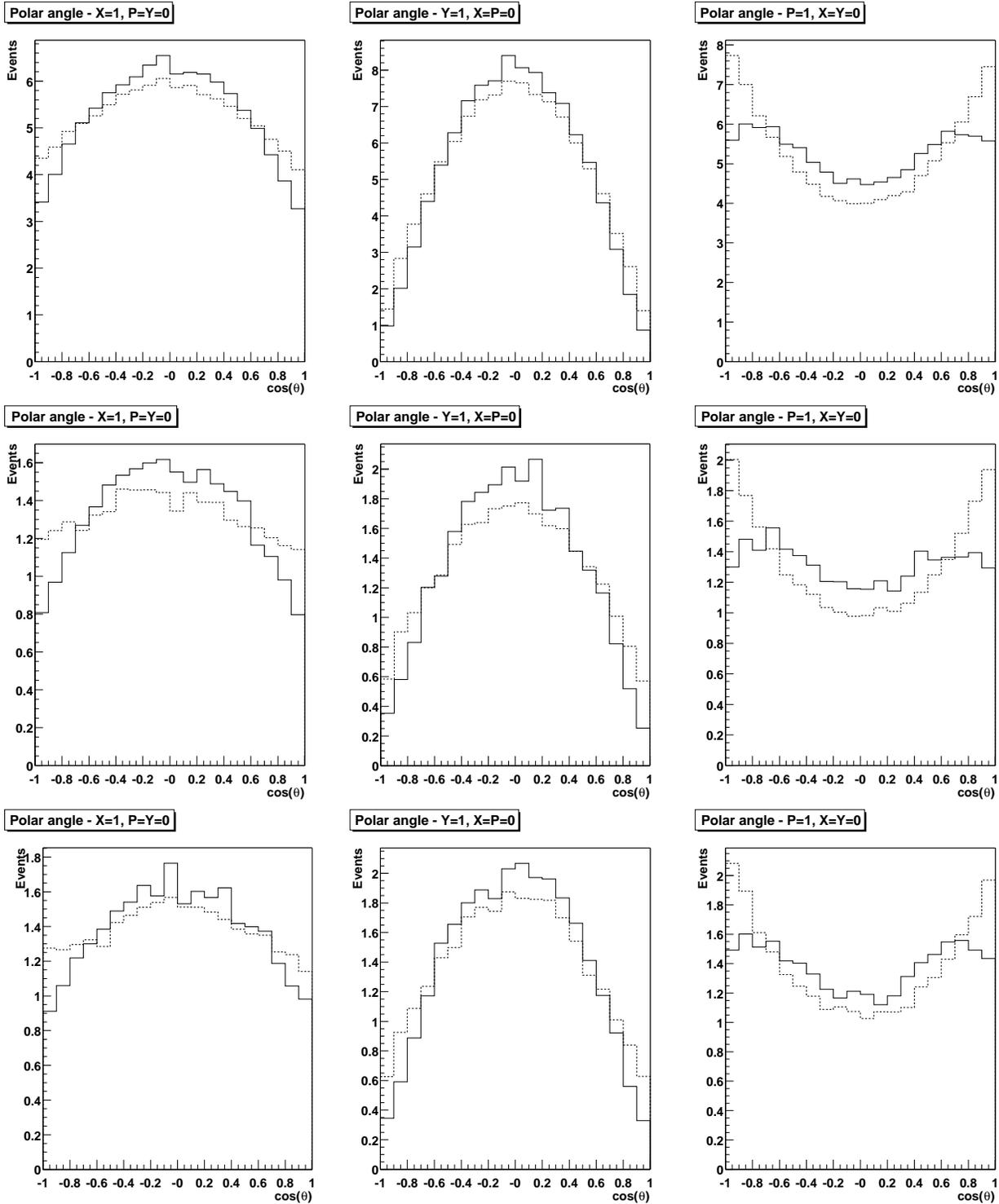


Abbildung 8.12: Verformung der Polarwinkelverteilung für die Higgs-Masse $m_H = 130$ GeV. Die verschiedenen Flavourkombinationen sind getrennt aufgetragen. Obere Reihe: $\mu\mu ee, \mu\mu\mu\mu$ und $eeee$, d.h. alle Events. Mittlere Reihe: $eeee$. Untere Reihe: $\mu\mu\mu\mu$.

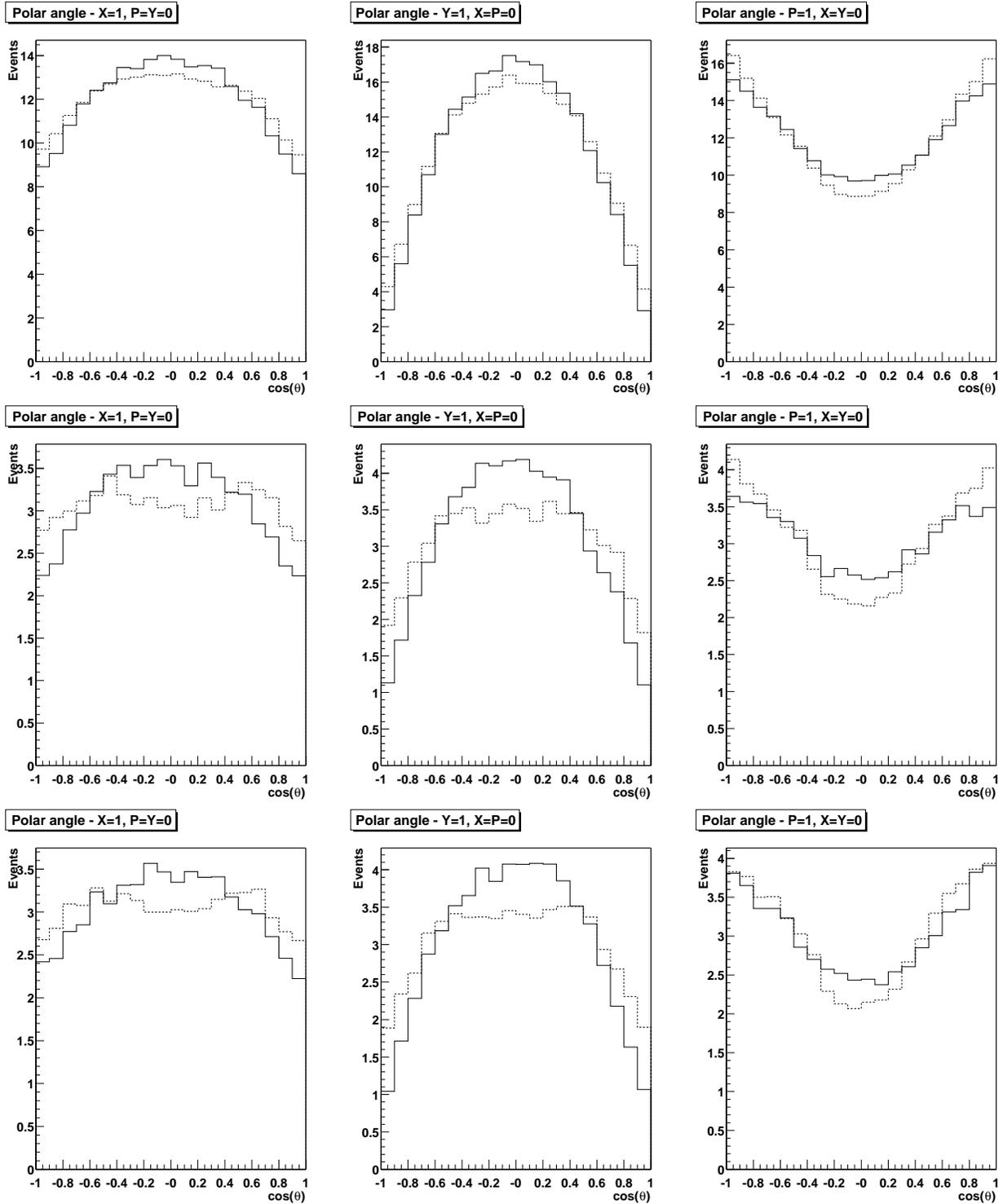


Abbildung 8.13: Verformung der Polarwinkelverteilung für die Higgs-Masse $m_H = 150$ GeV. Die verschiedenen Flavourkombinationen sind getrennt aufgetragen. Obere Reihe: $\mu\mu ee$, $\mu\mu\mu\mu$ und $eeee$, d.h. alle Events. Mittlere Reihe: $eeee$. Untere Reihe: $\mu\mu\mu\mu$.

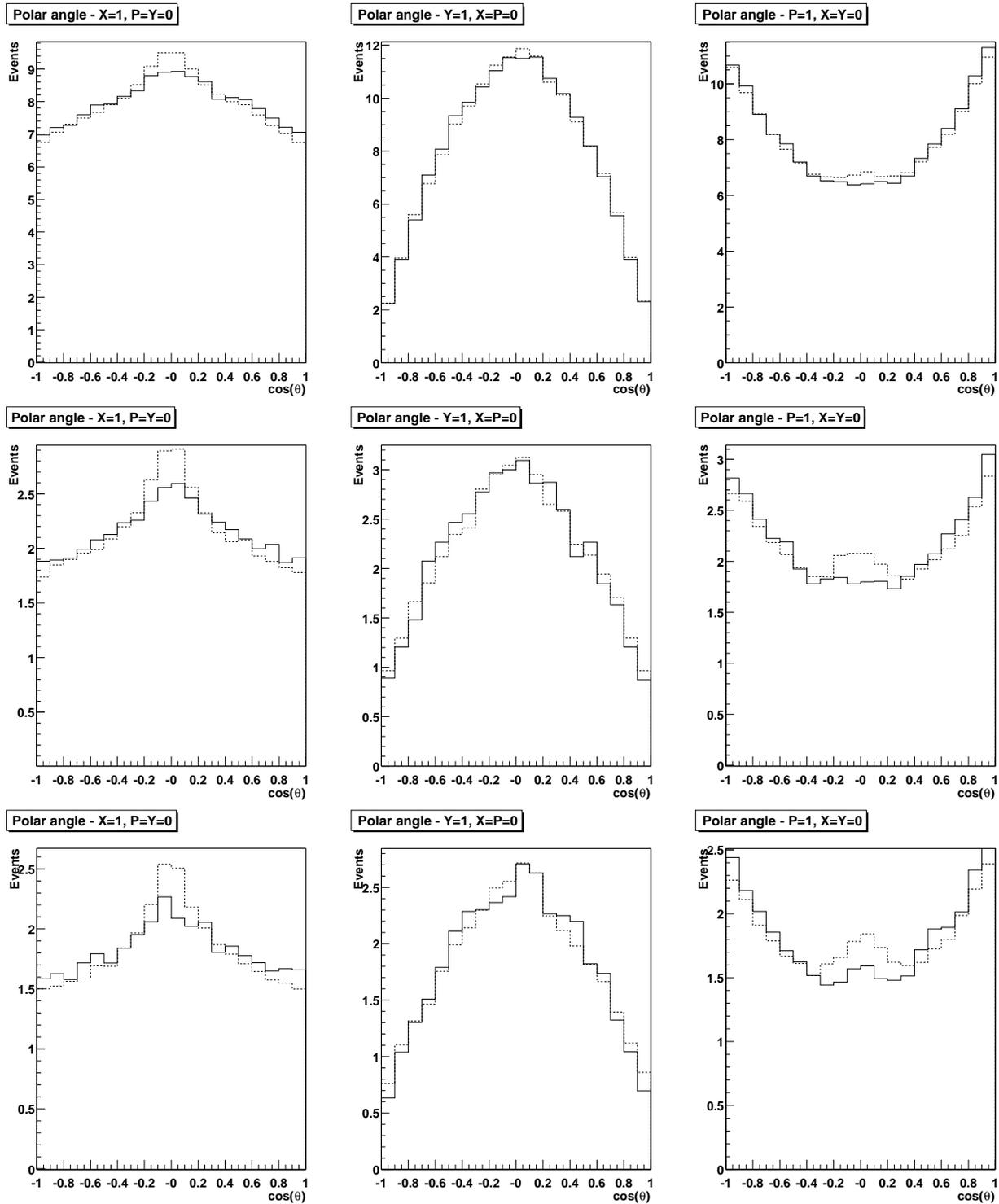


Abbildung 8.14: Verformung der Polarwinkelverteilung für die Higgs-Masse $m_H = 180$ GeV. Die verschiedenen Flavourkombinationen sind getrennt aufgetragen. Obere Reihe: $\mu\mu ee, \mu\mu\mu\mu$ und $eeee$, d.h. alle Events. Mittlere Reihe: $eeee$. Untere Reihe: $\mu\mu\mu\mu$.

Die off-shell Z-Massen-Verteilung

Die zwei rekonstruierten Leptonpaare definieren zwei verschiedene, unterscheidbare Z. Das schwerere wird von nun an als on-shell bezeichnet, das leichtere als off-shell. Bedingt durch die Produktion und Analyse liegt die Masse des off-shell Bosons zwischen der weiter oben definierten Schwelle und dem kinematischen Limit: $m_{lim} = m_H - (m_Z - m_{12})$. Wird es in Ruhe produziert, kann die Masse den Wert der Differenz der Higgs-Masse und der kleinsten in der Analyse erlaubten on-shell Masse $m_Z - m_{12}$ annehmen. Letztere ist durch das Massenfenster m_{12} bestimmt. Verschwindet die Standardmodell-Kopplung an das Higgs, so fällt die Verteilung der off-shell Masse zum kinematischen Limit auf Null ab. Im anderen Falle wächst sie zum Limit hin an. Dies ermöglicht eine einfache Unterscheidung der zwei Fälle, falls die Massenauflösung des Detektors gut genug ist. Im Falle von Atlas und leptonschen Endzuständen ist dies sicher der Fall.

In der folgenden Abbildung 8.15 wird die Verteilung der off-shell Masse für drei verschiedene Higgs-Massen dargestellt. Wie in den vorherigen Graphiken auch stellt die durchgezogene Linie die experimentell erwartete Verteilung dar, während die gestrichelte Linie die theoretischen Verteilungen, also ohne Schnitte und Impulsauflösung zeigt. Die Abweichungen von der theoretischen Kurve sind klein, sollten aber in der Analyse dennoch beachtet werden. Die Verteilungen stellen alle die Summe aller vier Flavourkombinationen dar. Die Spalten entsprechen den jeweiligen Kopplungstypen (s. Formel 5.1 in Kapitel 5): links die Standardmodell-Kopplung ($X=1, Y=P=0$), in der Mitte die Nicht-SM CP-even Kopplung ($Y=1, X=P=0$) und rechts die Pseudoskalar-Kopplung ($P=1, X=Y=0$). Die NSM-Skalar-Kopplung ist also klar von der Standardmodell-Kopplung zu unterscheiden, da letztere bei hohen Massen ihr Maximum annimmt, der NSM-Skalar jedoch bei kleinen Massen.

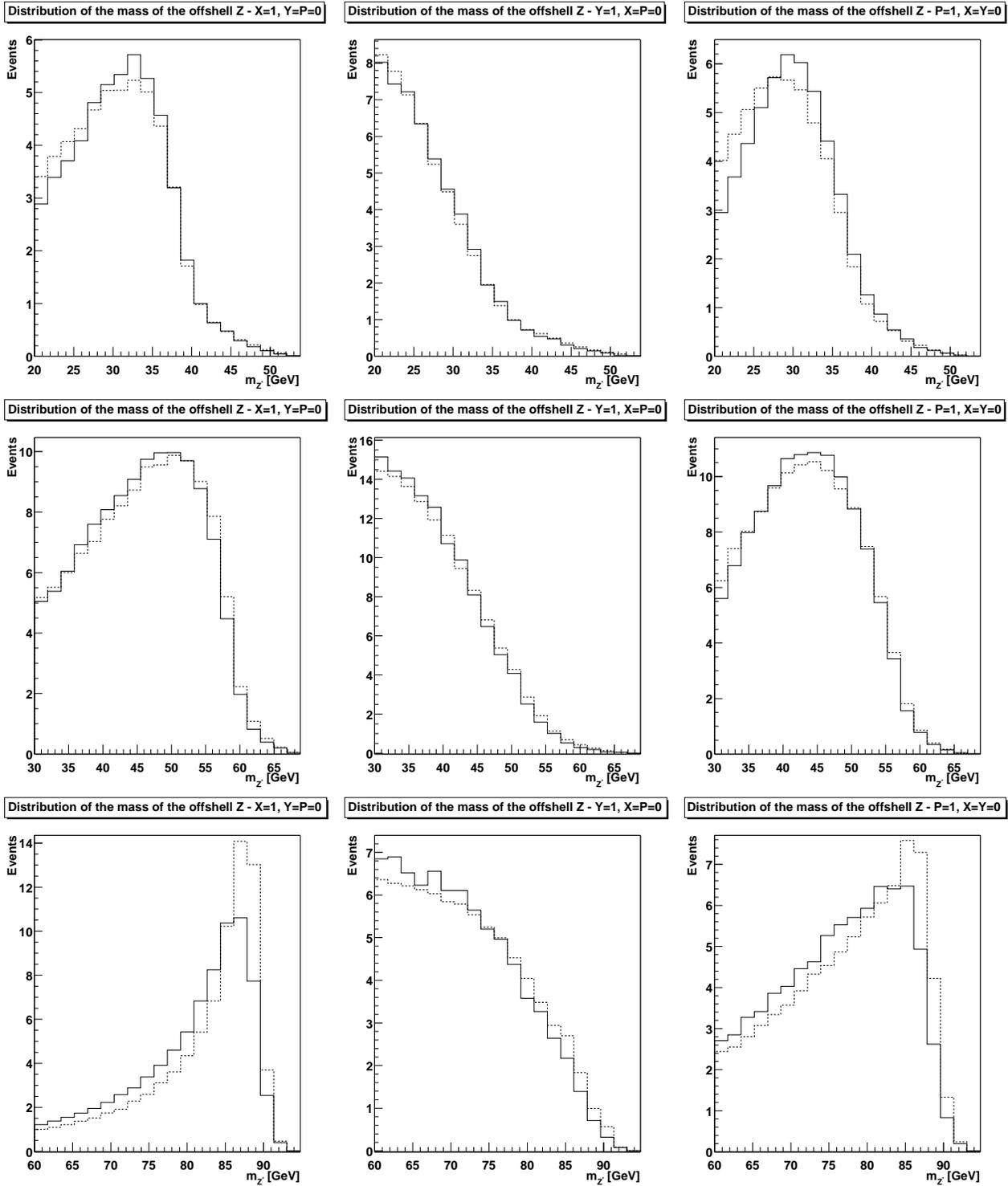


Abbildung 8.15: Verformung der off-shell Z-Massen-Verteilung für die Higgs-Massen $m_H = 130$ GeV (oben), $m_H = 150$ GeV (Mitte), $m_H = 180$ GeV (unten). Die Verformungen sind klein, aber nicht vernachlässigbar. Die Anzahl der Events entspricht der erwarteten Anzahl bei $\int L = 300 \text{ fb}^{-1}$.

Ergebnisse

Die Auswertung des Polarwinkels erfolgt, wie im vorherigen Abschnitt auch, über den Fit der Parametrisierung 8.2 an die Verteilung, die auf die erwartete Anzahl an Ereignissen skaliert ist. Der Untergrund wurde vor dem Fit statistisch abgezogen, wobei er als 30% höher angenommen wurde als aus der Simulation errechnet, um systematischen Ungenauigkeiten Rechnung zu tragen. Das Ergebnis des Fits ist in Abb. 8.16 zu sehen. Für den Pseudoskalar-Fall und kleine Higgs-Massen ergibt sich eine starke Abweichung von der theoretischen Vorhersage, und auch für den Standardmodell-Fall wird der Wert für R etwas zu hoch rekonstruiert

Eine einfache Akzeptanzkorrektur, durch Division der erwarteten Verteilung durch die laut Simulation messbare Verteilung, korrigiert die Abweichung für den Standardmodell-Fall. Dieselbe Korrektur restauriert aber auch weitestgehend die Verteilung des pseudoskalaren Falles. Die Korrektur erhöht die Verteilung an den Rändern und reduziert sie in der Mitte. Der Nicht-Standardmodell CP-even Fall wird kaum beeinträchtigt, da er an den Rändern ohnehin verschwindet. Die aus den korrigierten Verteilungen ermittelten Werte sind in Abb. 8.17 für verschiedene Higgs-Massen dargestellt.

Für den korrigierten Fall wurde die Signifikanz des Ausschlusses berechnet als Quotient aus der Differenz des Standardmodell-Wertes und des Nicht-Standardmodell-Wertes und des Fehlers auf den Standardmodell-Wert $\Delta R = |R_{SM} - R_{NSM}|/\sigma_R$. Die Signifikanz für verschiedene Higgs-Massen bei einer integrierten Luminosität von 300 fb^{-1} ist in Abb. 8.18 abgebildet. Es wird ersichtlich, dass ein Ausschluss des Pseudoskalars über fast den gesamten Massenbereich möglich ist. Für den Nicht-Standardmodell-Skalar jedoch ist der Ausschluss weniger klar. Das kann jedoch durch Ausnutzen der off-shell Z-Massen-Verteilung kompensiert werden.

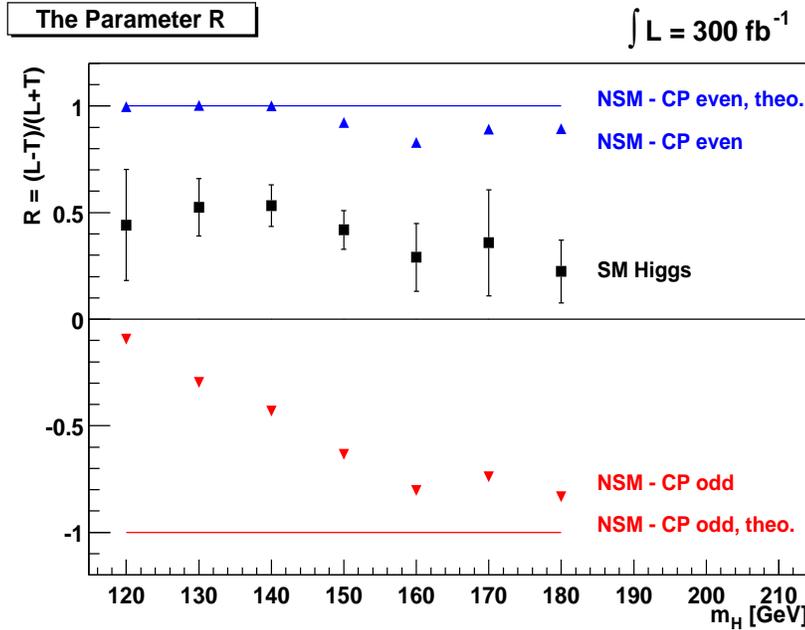


Abbildung 8.16: Erwartete Messung des Parameters R (schwarz mit Fehlerbalken) und die erwarteten Werte für die anderen Kopplungen. Die durchgezogenen Linien deuten die theoretisch erwarteten Werte für die Nicht-Standardmodell-Kopplungen an. Durch die starken Detektoreffekte ist die Messung speziell für die kleinen Massen nicht mehr aussagekräftig.

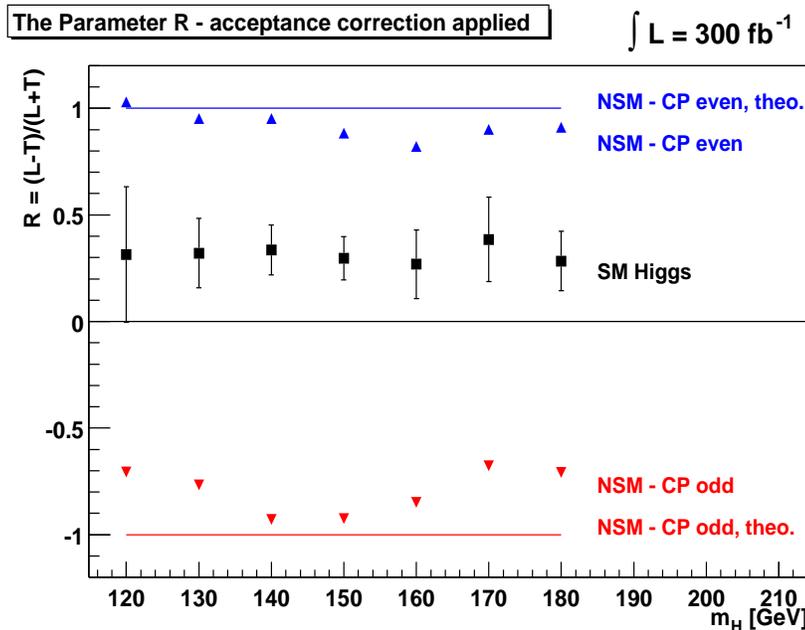


Abbildung 8.17: Erwartete Messung des Parameters R (schwarz mit Fehlerbalken) und die erwarteten Werte für die anderen Kopplungen nach Anwendung einer Akzeptanzkorrektur. Die Werte für die Nicht-Standardmodell-Kopplungen können teilweise rekonstruiert werden.

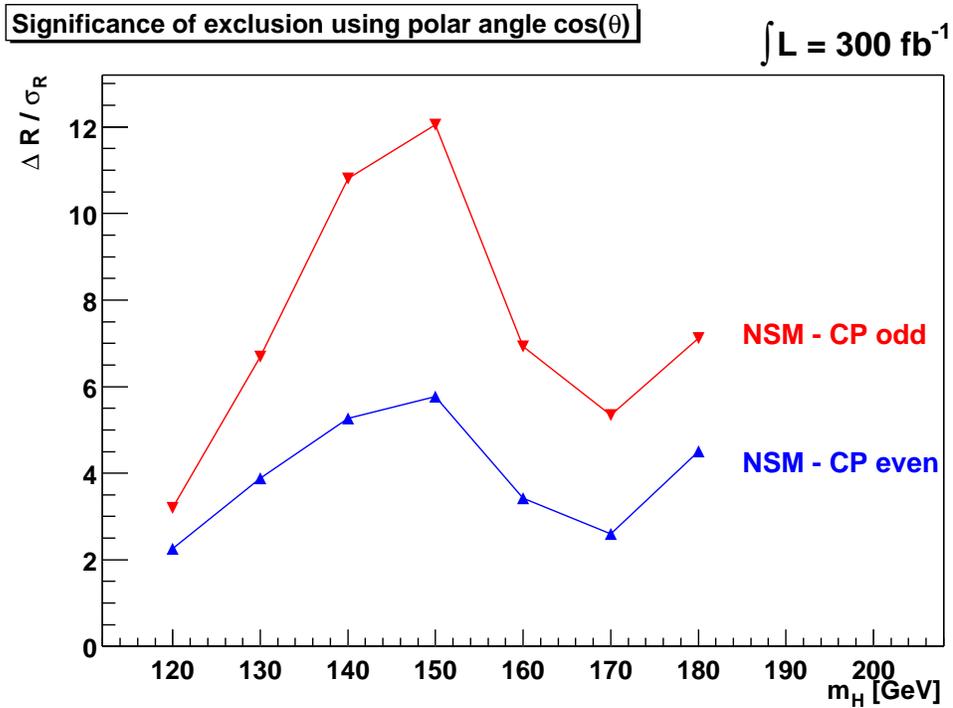


Abbildung 8.18: Erwartete Signifikanz des Ausschlusses der alternativen CP-Hypothesen durch Verwendung des Polarwinkels $\cos(\theta)$ mit der vollen Luminosität. Während der Pseudoskalar über den größten Teil des Massenbereichs ausgeschlossen werden kann, ist die Situation für den CP-even Fall weniger klar.

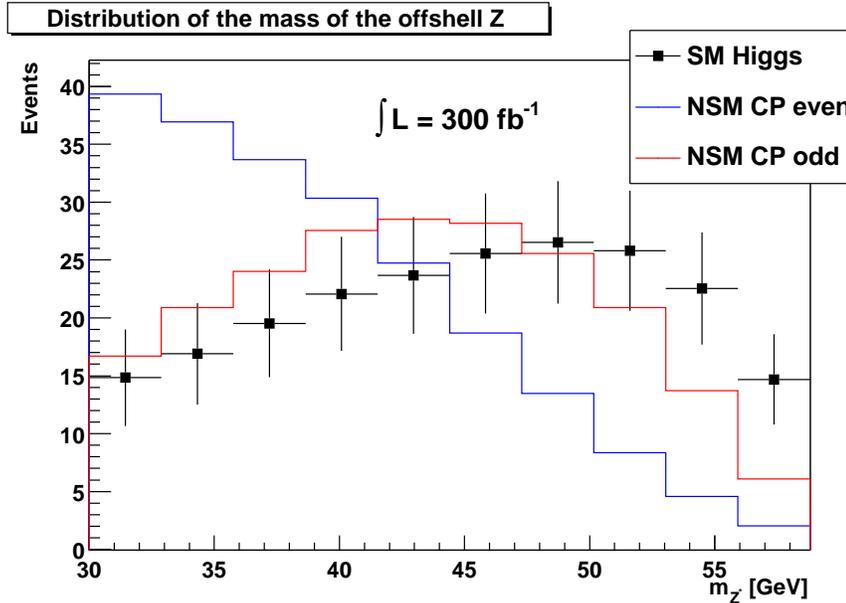


Abbildung 8.19: Verteilungen der Masse des off-shell Z für drei verschiedene Fälle: Standardmodell-Higgs (schwarz), Nicht-Standardmodell - CP-even (blau) und Nicht-Standardmodell - CP-odd (rot) für eine Higgs-Masse von 150 GeV. Die Anzahl an Events entspricht einer integrierten Luminosität von 300 fb^{-1} .

Die Bestimmung der Kopplungsstruktur mit Hilfe der off-shell Z-Masse ist einfach durch einen χ^2 -Test möglich. Abbildung 8.19 zeigt die erwartete Verteilung der off-shell Z-Masse für den Standardmodell-Fall (schwarz mit Fehlerbalken) und für die alternativen Hypothesen (rot und blau) für eine Higgs-Masse von 150 GeV. Bestimmt man für viele Monte-Carlo-Experimente das χ^2 der erzeugten Verteilung (einschließlich Untergrund) mit den drei Hypothesen, so ergibt sich für den Vergleich mit der Standardmodell-Vorhersage eine Verteilung um den Erwartungswert, der identisch mit der Zahl der Freiheitsgrade ist. Der Vergleich mit den alternativen Hypothesen gibt einen im Mittel höheren χ^2 -Wert. Die Verteilung der χ^2 -Werte für solche Experimente, für den Fall einer Higgs-Masse von 150 GeV, ist in den Abbildungen 8.20 für den Pseudoskalar und 8.21 für den Nicht-Standardmodell-Skalar dargestellt. Der Mittelwert dieser Verteilungen ist der erwartete Ausschluss der Alternativen. Diese sind für verschiedene Higgs-Massen in Abbildung 8.22 und 8.23 mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten aufgetragen. Der Pseudoskalar ist nur für einige Higgs-Massen, in denen die Statistik besonders hoch ist, ausreichend ausgeschlossen, während die Hypothese des Nicht-Standardmodell-Skalars für Higgs-Massen $m_H > 130 \text{ GeV}$ definitiv verworfen werden kann. Es ist dazu nicht einmal die volle Luminosität notwendig. Allerdings sollte bei kleinerer Statistik statt der χ^2 -Methode eher die Likelihoodratio verwendet werden.

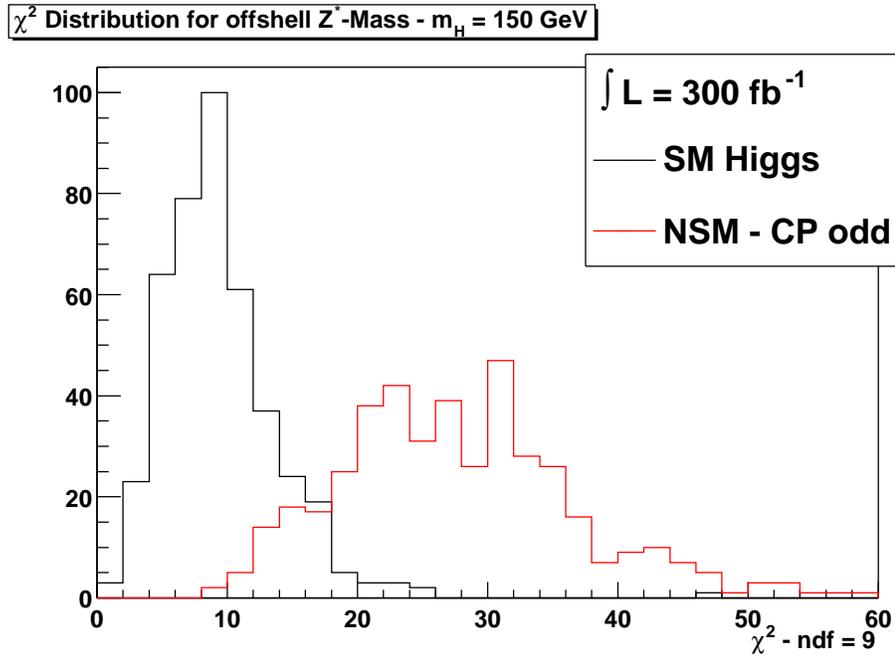


Abbildung 8.20: Verteilung der χ^2 -Werte von 400 Monte-Carlo-Experimenten für eine Higgs-Masse von 150 GeV und 300 fb^{-1} . Hier sind die Verteilungen für das Standardmodell-Higgs und für den pseudoskalaren Fall aufgetragen. Die Mittelwerte dieser Verteilungen sind der Erwartungswert für das Experiment.

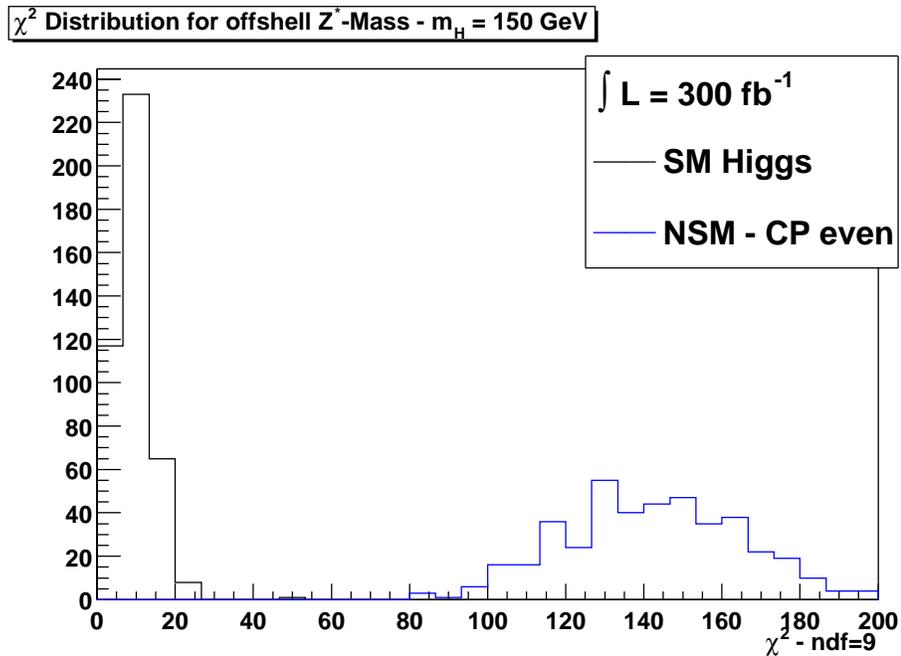


Abbildung 8.21: Verteilung der χ^2 -Werte von 400 Monte-Carlo-Experimenten für eine Higgs-Masse von 150 GeV und 300 fb^{-1} . Hier sind die Verteilungen für das Standardmodell-Higgs und für den skalaren Nicht-Standardmodell-Fall aufgetragen.

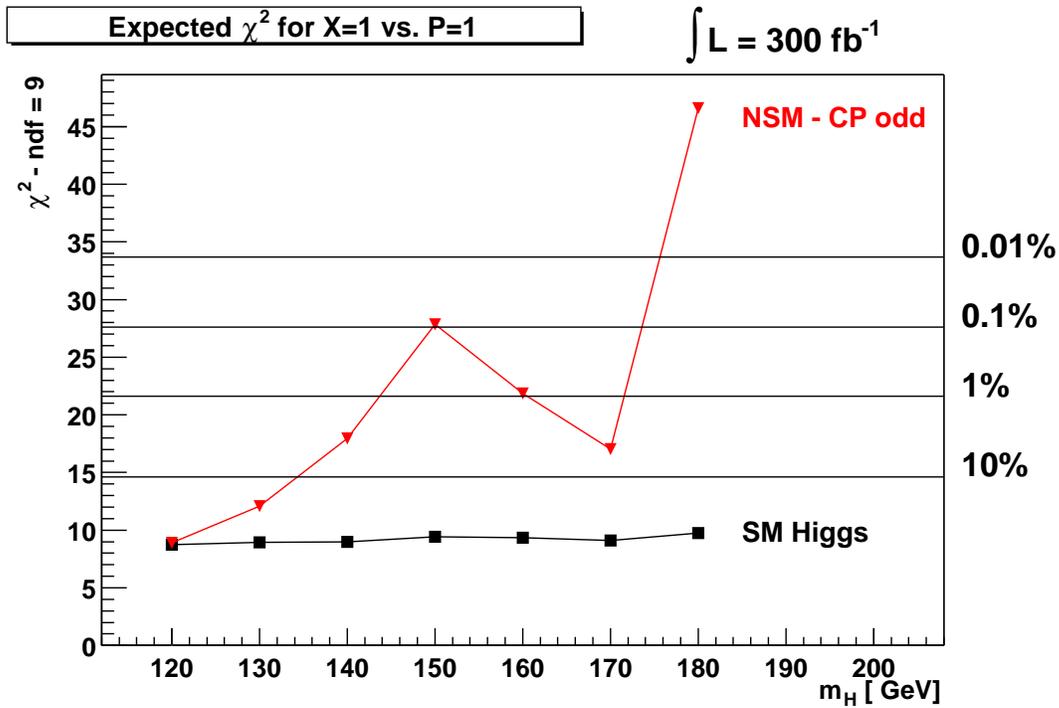


Abbildung 8.22: Die Erwartungswerte der χ^2 -Werte für den Pseudoskalar und das Higgs für Massen unterhalb der ZZ -Schwelle.

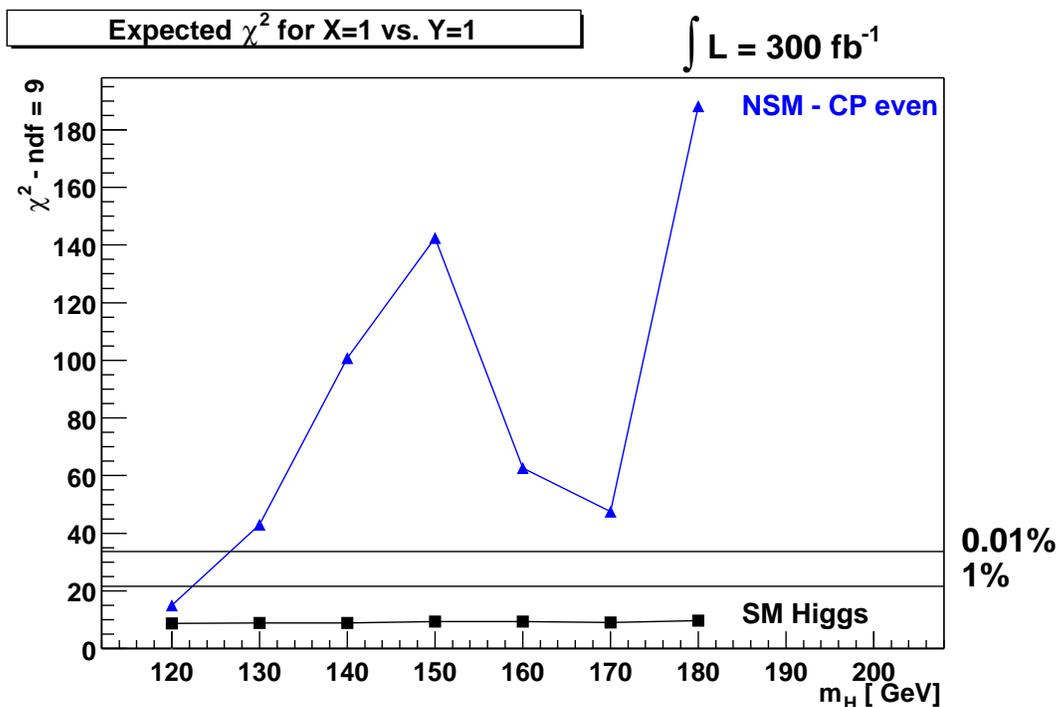


Abbildung 8.23: Die Erwartungswerte der χ^2 -Werte für den skalaren Nicht-Standardmodell-Fall und das Higgs für Massen unterhalb der ZZ -Schwelle. Ein guter Ausschluss ist fast über den gesamten Massenbereich möglich. Die Messung ist schon mit wesentlich weniger als den hier verwendeten 300 fb^{-1} möglich.

Higgs-Masse [GeV]	130	140	150	160	170	180	200	250	300
$\sqrt{\frac{\Gamma_{SM}}{\Gamma_Y}}$	0,093	0,106	0,116	0,092	0,106	0,066	0,102	0,284	0,368
$\sqrt{\frac{\Gamma_{SM}}{\Gamma_P}}$	0,106	0,117	0,125	0,123	0,126	0,102	0,146	0,156	0,121

Tabelle 8.8: *Verhältnis der Quadratwurzeln der totalen Breiten der reinen Zustände. Diese Verhältnisse skalieren die Konstanten \mathbf{P} und \mathbf{Y} so, dass die Kopplungsstärken der reinen Zustände auf dem Niveau des Lagrangian gleich sind.*

8.3 Direkte Messung von \mathbf{P} und \mathbf{Y}

Bisher wurde nur der Ausschluss der reinen Zustände diskutiert. Im vollen Matrixelement stehen aber auch die Mischterme \mathbf{PX} , \mathbf{PY} und \mathbf{XY} (vergl. 5.1). Es liegt nahe, eine direkte Messung von \mathbf{P} und \mathbf{Y} zu versuchen und damit auch kleinere Beiträge zur Higgs-Kopplung aus Nicht-Standardmodell-Kopplungen auszuschließen. Das macht es notwendig, die relative Größe der Parameter \mathbf{X} , \mathbf{Y} und \mathbf{P} zu interpretieren. In der Form, in der sie in 5.1 definiert sind, ist ihre Größe durch Austauschen der verwendeten Massenterme M_h^2 beliebig zu ändern. In den vorigen Kapiteln wurde implizit eine Deutung eingeführt. Dadurch, dass die Anzahl an Events aus der Messung bekannt sein sollte, waren die Parameter \mathbf{P} und \mathbf{Y} automatisch so skaliert, dass dieselbe akzeptierte Anzahl an Ereignissen produziert würde. Für die Messung in diesem Kapitel muss diese Interpretation etwas verfeinert werden, da hier das Verhältnis der Werte zueinander entscheidend wird. Zunächst sei klargestellt, dass es viele mögliche Normierungen der Parameter geben kann und dass keine davon - solange sie selbstkonsistent bleibt - richtiger oder besser als eine andere ist; stattdessen muss die Messung jeweils im Kontext dieser Normierung interpretiert werden. Folgende, recht intuitive Normierung soll hier verwendet werden: Im Falle der reinen Kopplungen sollen die Kopplungsstärken aller drei Fälle gleich groß sein. Das ergibt als Normierungsparameter R_P und R_Y an \mathbf{P} bzw. \mathbf{Y} die Quadratwurzeln der Verhältnisse der totalen Breiten:

$$R_P = \sqrt{\frac{\Gamma_{SM}}{\Gamma_P}} \quad , \quad R_Y = \sqrt{\frac{\Gamma_{SM}}{\Gamma_Y}} \quad (8.4)$$

Damit sind die normierten Kopplungsparameter definiert als:

$$P' = R_P \cdot P \quad , \quad Y' = R_Y \cdot Y \quad (8.5)$$

Die Werte für R_P und R_Y sind in Tabelle 8.8 für verschiedene Higgs-Massen angegeben.

Ein Ansatz, der die gesamte Information aller Winkel und deren Korrelation untereinander nutzt, ist die Maximum-Likelihood-Methode. Man betrachtet die Summe

über den Logarithmus des Matricelements in Abhängigkeit der Zerfallswinkel, normiert durch die Gesamtbreite des gemischten Zustandes, als Funktion der Parameter \mathbf{P} und \mathbf{Y} .

$$L = \sum \log \frac{\mathcal{M}(\phi, \theta_1, \theta_2, \mathbf{P}, \mathbf{Y}, \mathbf{X} = 1)}{\int \mathcal{M}(\phi, \theta_1, \theta_2, \mathbf{P}, \mathbf{Y}, \mathbf{X} = 1) d\phi d\theta_1 d\theta_2} \quad (8.6)$$

Diese Summe wertet man für Sample mit den Signalevents ($\mathbf{X} = 1, \mathbf{P} = \mathbf{Y} = 0$) aus. Bei einem großen Sample, skaliert auf die erwartete Anzahl von Signalereignissen, ergibt sich das mittlere erwartete Ergebnis der Messung, das in den Abbildungen 8.24 und 8.25 für Higgs-Massen von 130, 140, 150 und 160 bzw. 200 GeV dargestellt ist. Es ist klar, dass der Fall $\mathbf{P} = \mathbf{Y} = 0$ als wahrscheinlichster Punkt in der P-Y-Ebene ermittelt wird. Die verschiedenen Kurven geben die Bereiche an, in denen die Wahrscheinlichkeit L um 0,5, 2,3 bzw. 3,0 gegenüber dem Maximum absinkt. Das entspricht den zweiseitigen χ^2 -Wahrscheinlichkeiten 60%, 90% und 95%. Die verwendete Statistik für alle Plots entspricht 300 fb^{-1} .

Desweiteren ist es notwendig, den erwarteten Untergrund, der in der P-Y-Ebene keine Ebene darstellt, wie auch zuvor statistisch abzuziehen. Die Abbildung 8.26 zeigt die Ergebnisse von vielen einzelnen Monte-Carlo-Experimenten, die jeweils mit der erwarteten Anzahl von Ereignissen für Signal und Untergrund ermittelt wurden. Diese Beispiele zeigen die Verteilungen für Higgs-Massen von 150 GeV und 200 GeV. Oberhalb der Schwelle sind die Effekte wie schon beim Ausschluss der reinen Zustände vernachlässigbar. Unterhalb der Schwelle ergibt sich eine kleine Verschiebung des Erwartungswertes für \mathbf{Y} in positiver Richtung, der jedoch klein ist und, da die Verteilungen nicht symmetrisch sind, auch nicht direkt mit dem wahrscheinlichsten Wert aus Abbildung 8.24 verglichen werden kann.

Die Detektoreffekte sind für diese Analyse also nicht kritisch. Das liegt vor allem daran, dass die hier betrachteten Verteilungen in den Bereichen kleiner Werte für \mathbf{Y} und \mathbf{P} sich sehr viel weniger voneinander unterscheiden als im Falle der reinen Kopplungen im vorigen Kapitel und daher auch weniger unterschiedlich durch Detektoreffekte deformiert werden. Da also die Verformungen der Verteilungen durch die Schnitte keine Kopplung bevorzugen, ist die Verschiebung des erwarteten Wertes klein.

In den Massenbereichen, in denen eine hohe Zahl von Signalereignissen im Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ erwartet wird, lässt sich die Verträglichkeit der Parameter \mathbf{Y} und \mathbf{P} mit den Standardmodell-Werten $\mathbf{Y} = \mathbf{P} = 0$ mit der vollen Luminosität und der Messung der Zerfallswinkel gut etablieren. Diese Methode nutzt die volle Korrelation zwischen den Winkeln und ist ein überzeugenderer Beweis für die Standardmodell-Kopplungsstruktur als der Ausschluss der reinen alternativen Zustände, da nun auch Mischungen ausgeschlossen sind.

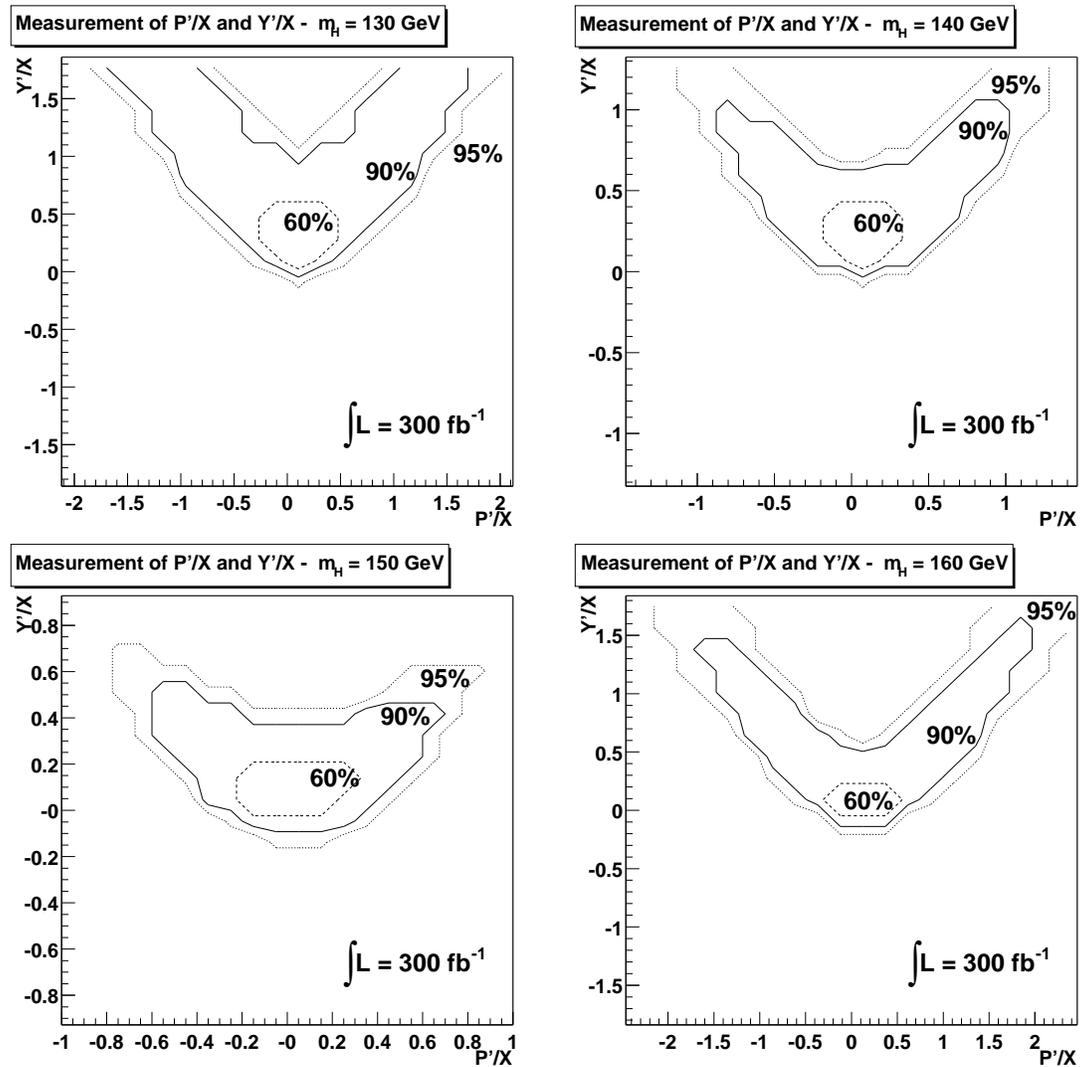


Abbildung 8.24: Erwartete direkte Messung von P'/X und Y'/X für Higgs-Massen zwischen 130 GeV und 160 GeV. Die Messung wird hauptsächlich durch die Statistik limitiert. Detektoreffekte spielen eine untergeordnete Rolle.

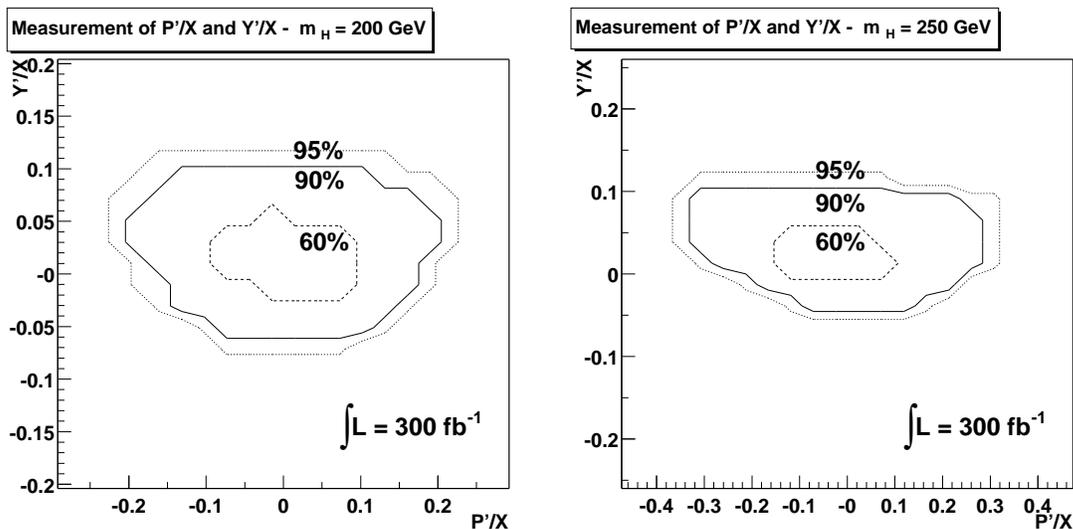


Abbildung 8.25: Erwartete direkte Messung von P'/X und Y'/X für Higgs-Massen von 200 GeV und 250 GeV. Die hohe Anzahl an Ereignissen erlaubt oberhalb der ZZ-Schwelle eine hervorragende Messung der Kopplungsstruktur.

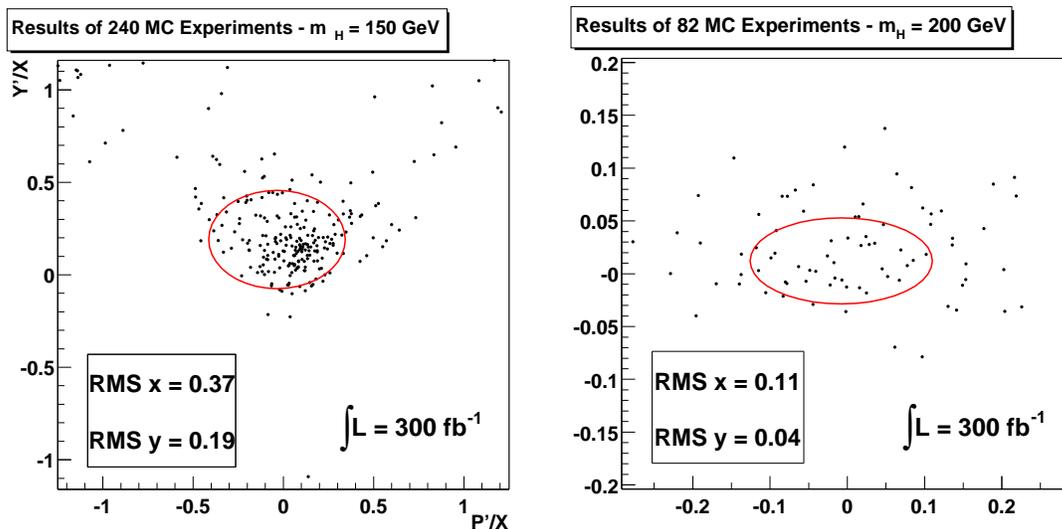


Abbildung 8.26: Dieselbe Messung wie in den vorherigen Abbildungen (m_H=150 GeV und m_H=200 GeV), allerdings mit vielen Daten-Sampeln, von denen der Untergrund jeweils einzeln statistisch subtrahiert wurde. Es ist keine Verzerrung der Ergebnisse bemerkbar. Die Methode ist also stabil und ohne Bias.

9 Die Produktion durch Vektorbosonfusion

Vektorbosonfusion (VBF s. Abb. 9.1) hat den zweitgrößten Anteil am Wirkungsquerschnitt der Higgs-Produktion. Für kleine Higgs-Massen liegt er bei etwa 20% des Wirkungsquerschnittes von Gluonfusion. Allerdings ist dem Produktionsprozess selbst eine Signatur zu eigen, die eine hervorragende Separation vom Untergrund zulässt. Die Quarks, von denen die Vektorbosonen abgestrahlt werden, führen zu hochenergetischen Jets im Vorwärtsbereich des Detektors. Der entscheidende Unterschied zu den QCD-Untergrundprozessen ist, dass im t-Kanal kein Farbaustausch stattfindet. Dadurch sind die entstehenden Jets in der Pseudorapidität weit getrennt, während im zentralen Bereich dazwischen hochenergetische Jets unterdrückt sind - abgesehen von sehr harter Initialstate-Strahlung der Quarks, die in höheren Ordnungen mit in Betracht gezogen werden muss. In diesem Kapitel werden die Verteilungen des transversalen Winkels $\Delta\phi$ zwischen den Jets untersucht, und es wird erörtert, inwieweit sie zur Festlegung von Spin und CP-Eigenwert des Higgs geeignet sind. Während die Energie und die Rapidität der Jets einen vergleichsweise großen Fehler aufweisen, ist der Winkel ϕ sehr genau messbar. Der Cone-Algorithmus, der hier zur

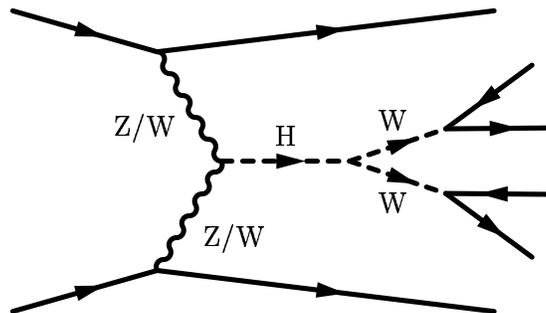


Abbildung 9.1: Produktion in Vektorbosonfusion in Kombination mit dem Zerfall in zwei Leptonen und zwei Neutrinos erzeugt eine seltene Signatur im Detektor, bestehend aus zwei Jets in Vorwärtsrichtung und zwei zentralen Leptonen.

Rekonstruktion der Jets verwendet wird, bestimmt die Jetenergie aus Kalorimeterclustern innerhalb eines festgelegten Cone-Radius. Neben der Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters kommen bei der Energiemessung noch systematische Effekte hinzu, die vom Impuls des Jets, der Multiplizität und der Rapidität abhängen. Diese können zwar im Mittel kalibriert werden, die Auflösung verbessert sich dadurch aber natürlich nicht. Da der Detektor in ϕ fast perfekt rotationssymmetrisch ist (im Gegensatz zu η) und der Winkel effektiv durch einen Zentroid-Fit an die Kalorimeter-Cluster ermittelt wird, hängt die Auflösung kaum vom Cone-Radius und fast gar nicht von transversalem Impuls oder der Rapidität ab. Deshalb ist diese Größe besonders gut geeignet, um Messungen mit Jets vorzunehmen.

In der derzeitigen Triggerkonfiguration ist es leider nicht möglich, auf die Vorwärtsjets zu triggern. Daher kann dieser Prozess nur für Messungen genutzt werden, wenn man Zerfallsprozesse betrachtet, die einen Trigger auslösen. Zwei solcher Zerfälle sind $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ und $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \text{semileptonisch}$. In beiden Fällen werden Leptonen (e, μ) mit ausreichend transversalem Impuls erzeugt, um einen Ein- oder Zwei-Lepton-Trigger auszulösen.

Der VBF-Prozess wurde in letzter Zeit sehr detailliert untersucht, mit dem Ergebnis, dass mit dem Atlas-Detektor die entscheidenden Observablen ausreichend gut rekonstruiert können und ein sehr gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht werden kann. Dieses Kapitel stützt sich daher auf die Ergebnisse aus [27]. Es werden nur die entscheidenden Parameter erneut dargestellt. Für eine detailliertere Diskussion siehe [27] und die darin angegebenen Referenzen.

Unabhängig vom Zerfall des Higgs liefern die Jets die entscheidenden Selektionskriterien. Als Tag-Jets verwendet man die Jets in entgegengesetzten Rapiditätshemisphären des Detektors mit dem größten transversalen Impuls. Dafür wird der Impuls nach der Jetenergiekorrektur verwendet. Abb. 9.2 zeigt die Pseudorapiditätsverteilung der so selektierten Jets für das Signal und den $t\bar{t}$ -Untergrund. Während die Jets aus dem $t\bar{t}$ -Untergrund zentral am häufigsten sind, sind die Jets aus dem Signal weiter separiert. Die Punkte geben die Verteilung für Signalevents nach der Selektion der Jets an. Durch die Bedingung, dass die Jets in unterschiedlichen Hemisphären liegen müssen, ist die Verteilung in der Mitte etwas unterdrückt. Zwischen den Jets soll es keine hadronische Aktivität geben, daher wird noch ein Veto auf Jets mit hohem Transversalimpuls im zentralen Bereich des Detektors hinzugefügt. Korreliert damit ist die Forderung, dass die Jets den transversalen Impuls der Zerfallsprodukte ausbalancieren sollen. Die genaue Signaldefinition wird in den jeweiligen Abschnitten angegeben.

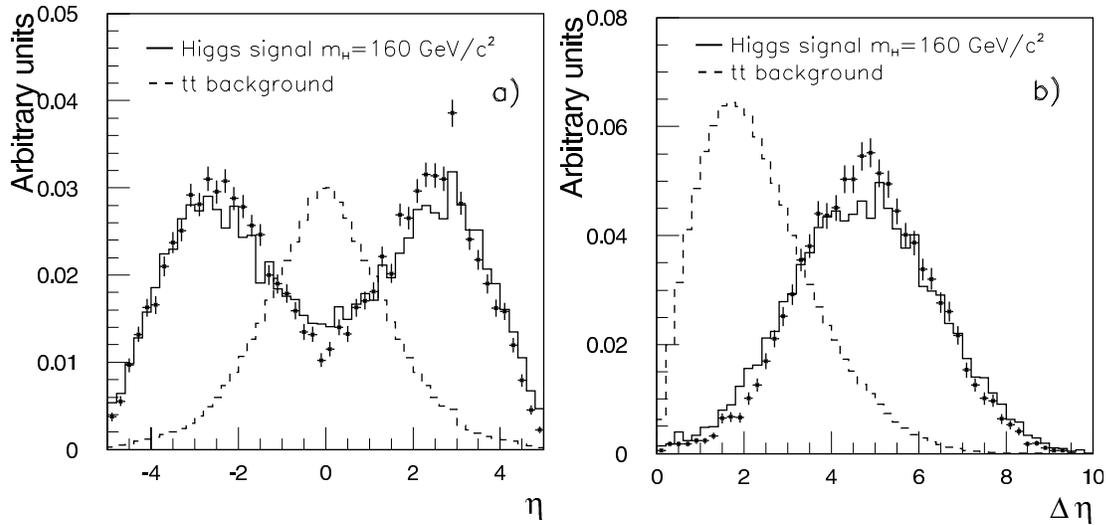


Abbildung 9.2: Normierte Pseudorapiditäts-Verteilung (links) der Tag-Jets für Signal (durchgezogene Linie) und $t\bar{t}$ -Untergrund (gestrichelt). Die Punkte geben die Verteilung der selektierten Jets für Signalereignisse an. Rechts ist die Separation $\Delta\eta$ aufgetragen. (aus [27])

Als Austauschteilchen zwischen den Quarks kommen neben den Vektorbosonen noch Photonen und Gluonen in Frage. Soll die Kopplung der Nicht-Standardmodell-Fälle an die Austauschteilchen so allgemein wie möglich angenommen werden, so kann man auch keine Kopplungsstärke an die verschiedenen Teilchen angeben. Allerdings ist das in Frage kommende Teilchen - am Endzustand erkennbar - ungeladen, also scheidet das Photon aus. Ein Gluon im t -Kanal führt zu einem Farbaustausch und daher zu einem ganz anderen Verhalten der Tag-Jets. Also bleiben nur noch W - und Z -Bosonen. Sollte die Winkelverteilung eines hypothetischen Teilchens für den Austausch eines dieser Teilchen der Verteilung des SM-Higgs ähnlich sein, so kann nicht ausgeschlossen werden, dass es sich um ein hypothetisches Teilchen handelt, das nur an eines der Vektorbosonen koppelt. Abbildung 9.3 zeigt die Verteilung des Winkels zwischen den Tag-Jets für das SM-Higgs auf LO Parton-Niveau für Z - und W -Austausch getrennt. Abbildung 9.4 zeigt dieselbe Verteilung für die Nicht-Standardmodell-Fälle. In fast allen Fällen sind die Verteilungen untereinander sehr ähnlich im Vergleich zur Unterscheidbarkeit der verschiedenen Fälle. Nur der Spin 1, CP-odd Fall zeigt größere Unterschiede zwischen ZBF und WBF. Hier wird im folgenden immer die Verteilung, die dem SM-Fall ähnlicher ist, verwendet.

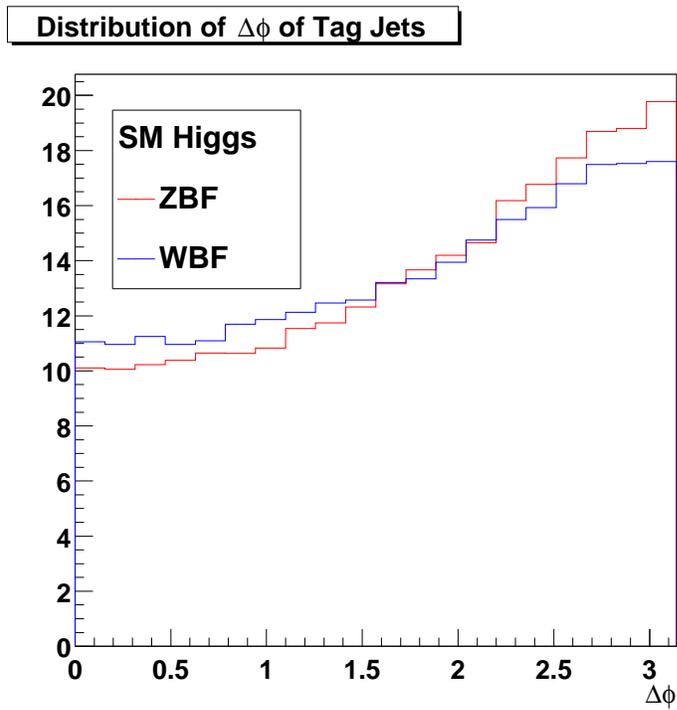


Abbildung 9.3: Verteilung von $\Delta\phi$ für den Standardmodell-Fall, für ZBF und WBF getrennt. Beide Verteilungen sind praktisch identisch.

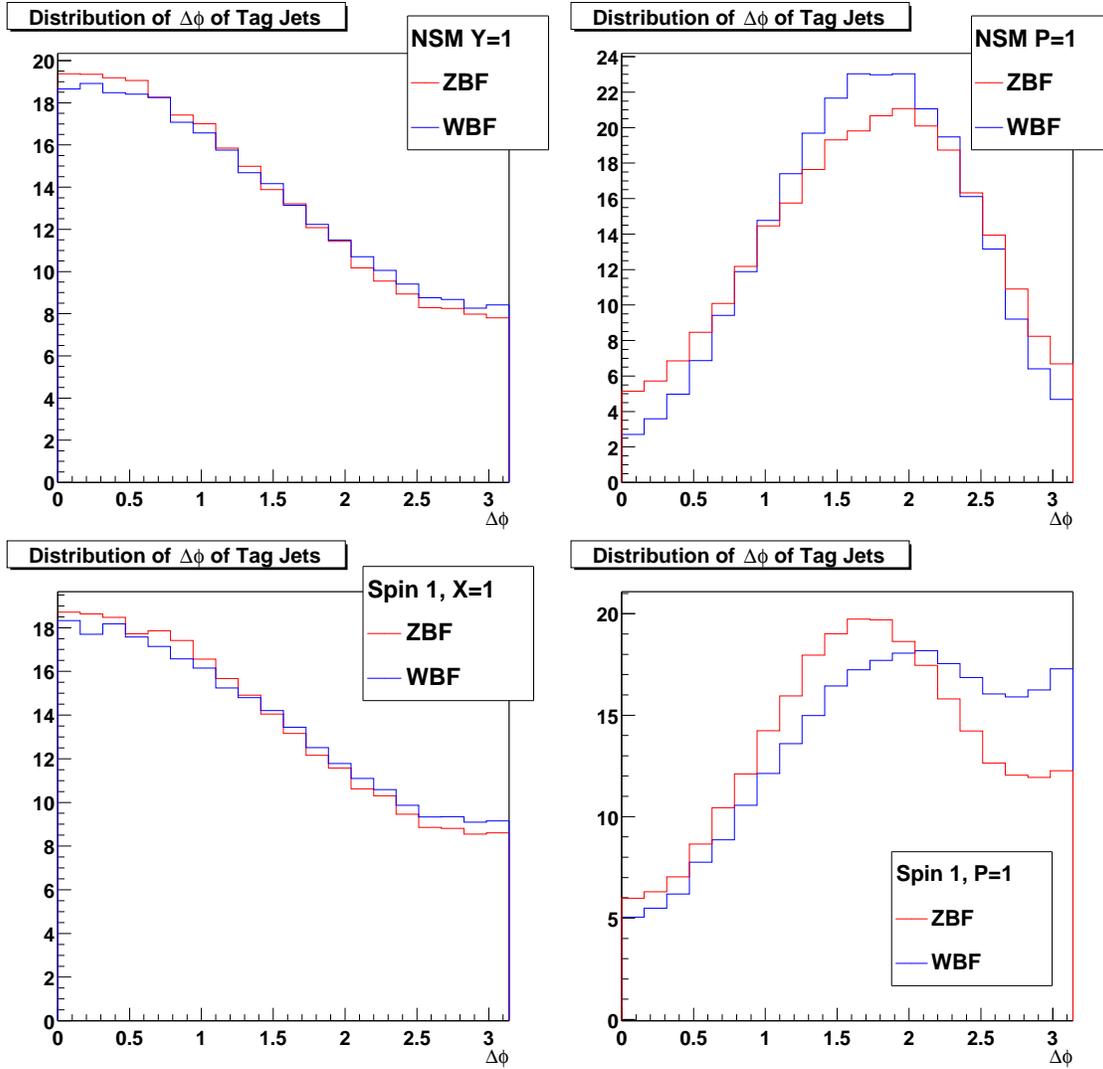


Abbildung 9.4: Verteilung von $\Delta\phi$ für die Nicht-Standardmodell-Fälle, für ZBF und WBF getrennt. Die obere Reihe zeigt die Verteilungen für Spin 0, CP even (links) und CP odd (rechts). Die untere Reihe für Spin 1, CP even (links) und CP odd (rechts).

9.1 Der Zerfallskanal $H \rightarrow WW$

Charakteristisch für den Zerfall $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$ sind die zwei Leptonen mit hohem Transversalimpuls und fehlende transversale Energie. Die Leptonen können das Ereignis triggern. Dadurch, dass die zwei Leptonen aus dem Zerfall des schweren Higgs stammen, haben sie eine typische Winkel- und Impulsverteilung, die sie vom Untergrund unterscheidbar macht. Diese Verteilungen können vom Spin und CP-Eigenwert des zerfallenden Teilchens abhängen. Die Abbildungen 9.5 bis 9.8 zeigen die wichtigsten Lepton-Verteilungen für eine Higgs-Masse von 160 GeV: den Cosinus des azimuthalen Öffnungswinkels $\Delta\theta$, die Trennung in der $\eta - \phi$ -Ebene, den transversalen Winkel $\Delta\phi$ und die Dilepton-Masse M_{ll} . Deutliche Abweichungen in der Form sind nur für die Spin 1 Fälle bei $\delta\phi$ und M_{ll} zu erkennen, die allerdings untereinander korreliert sind. Da die Verteilungen sich aber alle recht ähnlich sind, werden sie zunächst wie in [27] zur Separation des Untergrundes verwendet. Keiner der Schnitte auf diese Verteilungen degradiert Korrelationen in den transversalen Winkelverteilungen der Jets $\Delta\phi_{jj}$, die in Abb. 9.10 dargestellt sind.

Die Analyse orientiert sich vollständig an der Analyse in [27]. Die Signaldefinition ist wie folgt:

- Zwei Leptonen mit transversalem Impuls $P_T^1 > 20$ GeV bzw. $P_T^2 > 15$ GeV aus dem Zerfall der W-Bosonen im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2,5$. Für Higgs-Massen unter 135 GeV wird dies etwas gelockert, auf 15 GeV für ein Elektron und 10 GeV für ein Myon.
- Die zwei Jets mit dem höchsten transversalen Impuls in getrennten η -Hemisphären bilden die Tag-Jets. Die Separation muss $\Delta\eta > 3,8$ betragen. Die Leptonen müssen innerhalb der Jets liegen. Auch diese Schnitte werden für kleinere Higgs-Massen etwas gelockert.
- Die Leptonen müssen folgende Schnitte erfüllen: $\Delta\phi_{ll} \leq 1,05$, $\Delta R_{ll} \leq 1,8$, $\cos(\theta_{ll}) \geq 0,2$, $M_{ll} < 85$ GeV, $P_T(l_{1,2}) < 120$ GeV.
- Tau-Veto: Aus den Leptonen und dem fehlenden Impuls werden in kollinerer Näherung zwei τ -Kandidaten rekonstruiert. Sind x_1 und x_2 die Impulsbruchteile der Leptonen am τ -Impuls und ist $x_1, x_2 > 0$, wird das Event verworfen.
- Die invariante Masse der Tag-Jets muss $M_{jj} > 550$ GeV ($m_H > 135$ GeV) bzw. $600\text{GeV} < M_{jj} < 2700$ GeV ($m_H < 135$ GeV) betragen.
- Der gesamte transversale Impuls P_T muss kleiner als 30 GeV sein.
- Veto auf Jets mit $P_T > 20$ GeV in $|\eta| < 3,2$.

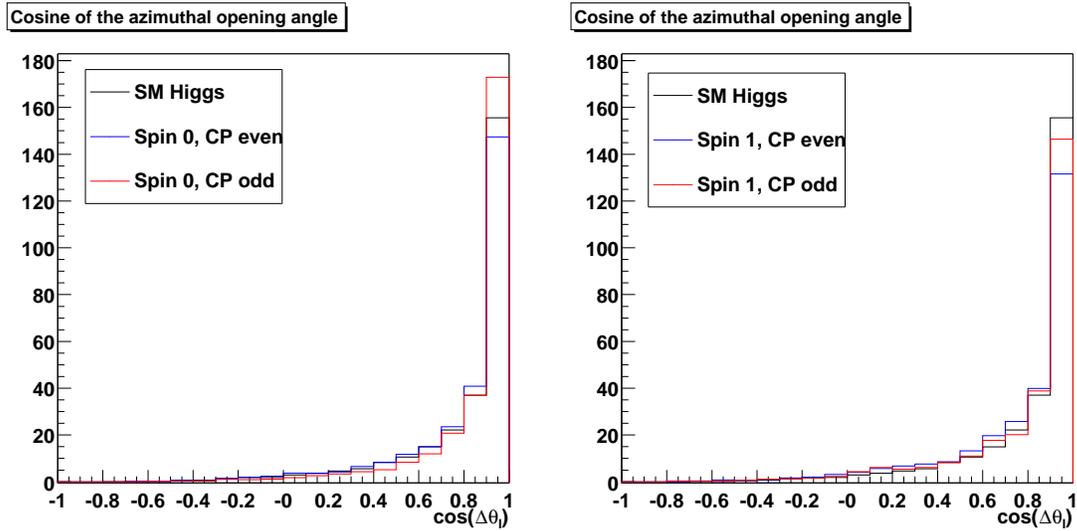


Abbildung 9.5: Verteilung des Cosinus des transversalen Öffnungswinkels der Leptonen für ein Higgs mit einer Masse von 160 GeV. Zwischen den verschiedenen Kopplungen ist kein wesentlicher Unterschied festzustellen.

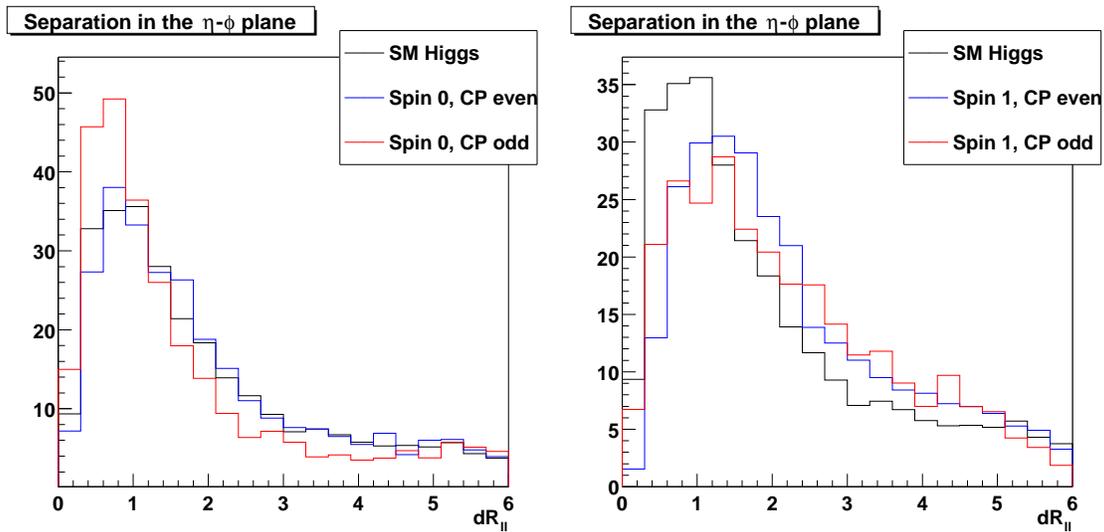


Abbildung 9.6: Verteilungen der Separation in der η - ϕ -Ebene für eine Higgs-Masse von 160 GeV. Im wesentlichen verhalten sich die verschiedenen Kopplungen gleich. ($m_H = 160$ GeV)

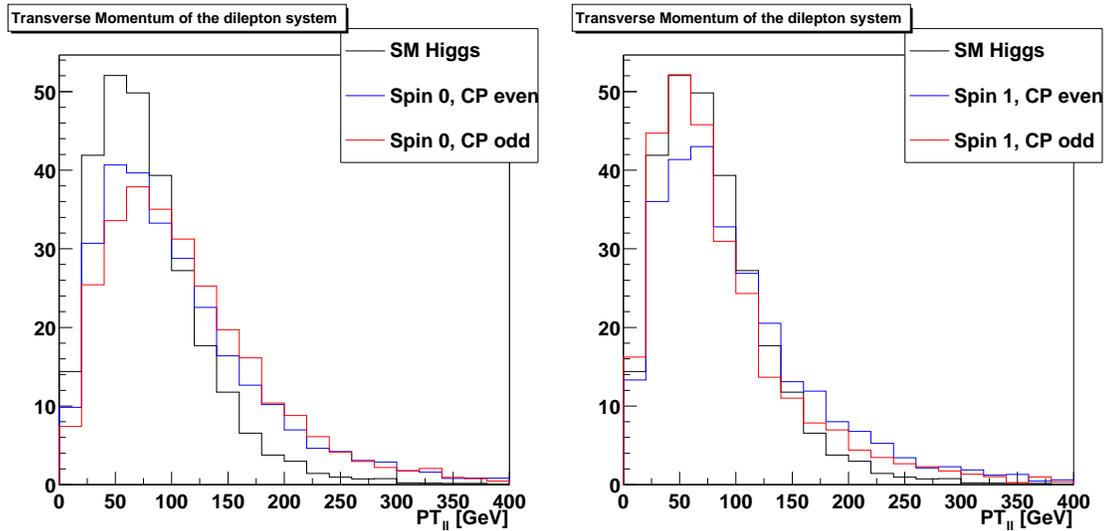


Abbildung 9.7: Die Verteilungen des transversalen Lepton-Impulses zeigen kaum Unterschiede für die verschiedenen Kopplungen. ($m_H = 160$ GeV)

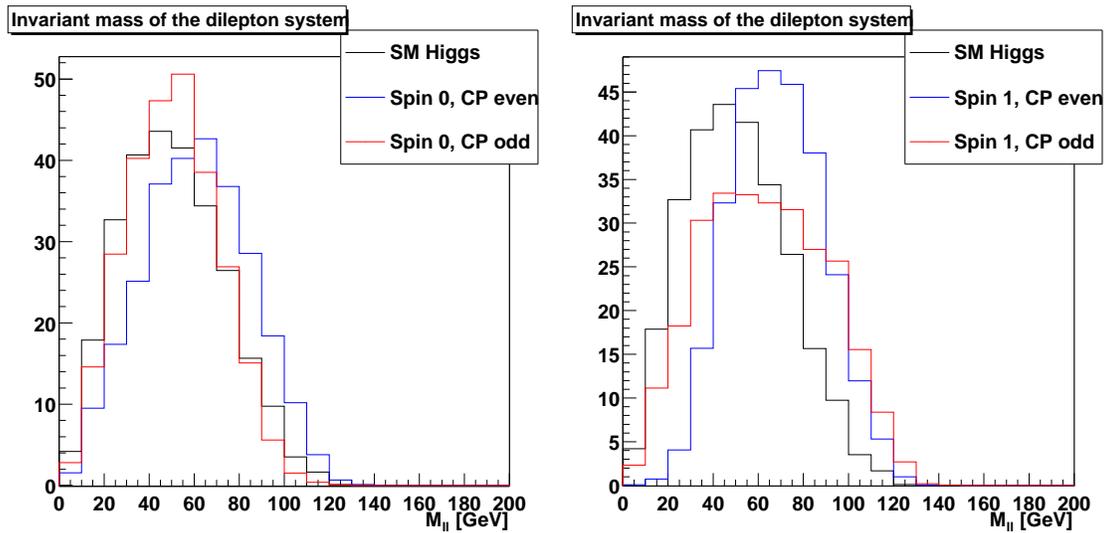


Abbildung 9.8: Die Masse des Dileptonensystems liegt für die Spin 1 Fälle im Mittel etwas höher als für das Standardmodell-Higgs. Der Schnitt auf diese Masse liegt aber hoch genug und ergibt für alle Fälle eine ausreichende Effizienz. ($m_H = 160$ GeV)

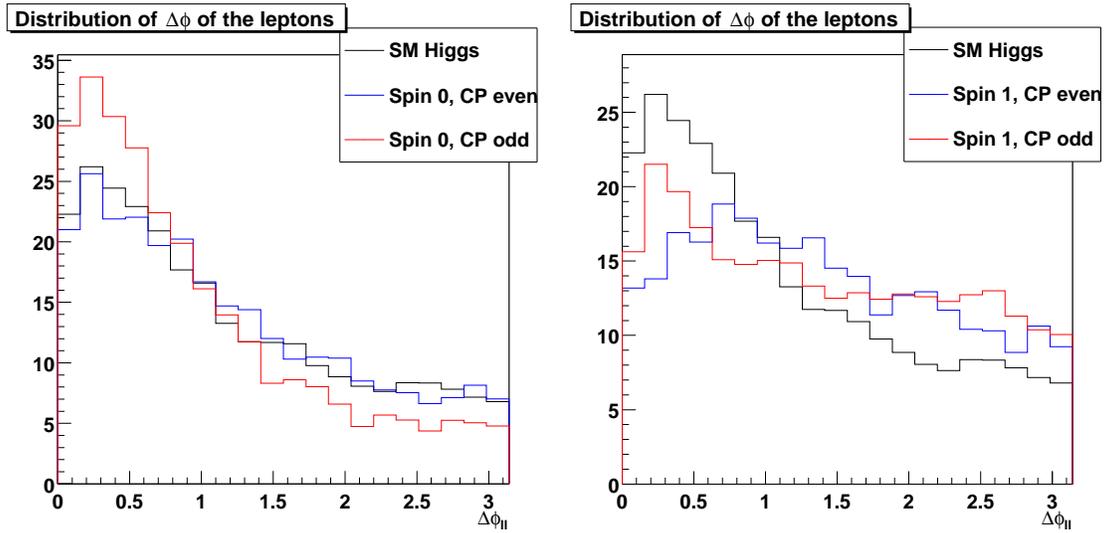


Abbildung 9.9: Der Winkel zwischen den Leptonen hängt nur wenig von der Kopplung ab. Im Spin-1-Fall ist die Verteilung etwas flacher, aber es werden immer noch kleinere Winkel bevorzugt. Diese Größe ist stark mit der Dilepton-Masse korreliert, in der die Abweichungen deutlicher zu Tage treten.

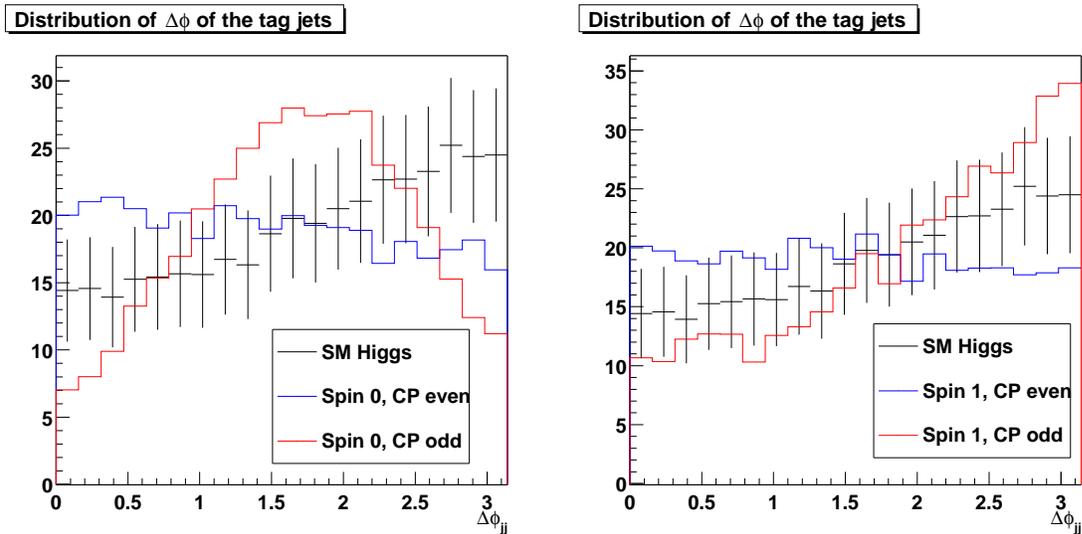


Abbildung 9.10: Der transversale Winkel zwischen den Tag-Jets. Der Pseudoskalar zeigt die deutlichste Abweichung vom Standardmodell-Higgs. Auch die anderen Verteilungen unterscheiden sich soweit, dass eine Spin-CP-Messung mit dieser Variablen aussichtsreich erscheint.

- Die transversale Masse der Leptonen und des fehlenden Impulses muss größer 30 GeV ($m_H > 135$ GeV) bzw. größer 20 GeV ($m_H < 135$ GeV) sein.
- Der Signalebereich ist durch die transversale Masse der Leptonen und der Neutrinos gegeben. Die transversale Masse ist durch die Higgs-Masse nach oben beschränkt, wobei diese Schranke durch die limitierte Auflösung der transversalen fehlenden Energie aufgeweicht ist.

Die Selektion führt zu der in Tabelle 9.1 aufgeführten Anzahl an Signal- und Untergrundereignissen. Im Untergrund sind Beiträge aus folgenden Prozessen enthalten:

- $t\bar{t}$ - und Wt -Produktion ist wegen des enorm hohen Wirkungsquerschnittes am LHC der wichtigste Untergrundprozess. Die leptonischen Zerfälle der W-Bosonen führen zu einer sehr ähnlichen Signatur. Wie oben ausgeführt, bietet die Separation der Tag-Jets jedoch eine gute Unterdrückung dieses Untergrundes. Insgesamt machen diese Prozesse etwa 70% des Untergrundes aus.
- Direkte WW-Produktion führt zu derselben Signatur aus zwei Leptonen und fehlender Energie. Die beteiligten Diagramme können in QCD-Anteil mit Farbaustausch im t-Kanal und EW-Anteil ohne Farbaustausch unterteilt werden. Der letztere Teil ist der für den Untergrund wichtigere, da er durch die Ähnlichkeit mit dem Signalprozess in Bezug auf Farbaustausch ähnliche Eigenschaften wie der Signalprozess aufweist. Hier sind die Schnitte auf die Verteilungen der Leptonen (s.o.) besonders wichtig, um diesen Untergrund zu unterdrücken. Letztendlich trägt die elektroschwache W-Paar-Produktion etwa 30% zum Untergrund bei.
- Drell-Yan-Produktion von γ/Z mit Jets kann durch die kleine fehlende Energie und ein Veto, falls die Dileptonmasse in einem Fenster um die Z-Masse liegt, unterdrückt werden. Zerfällt das Z in τ -Paare, kann die fehlende Energie aus leptonischen τ -Zerfällen den WW-Zerfällen ähnlich sein. Da sie als Z-Zerfallsprodukte ausreichend Impuls haben, kann man versuchen, sie in kollinearere Näherung zu rekonstruieren und daraus ein Veto auf τ -Paare konstruieren.
- Kleinere Beiträge stammen aus elektroschwacher $\tau\tau$ -Produktion, die ähnliche Eigenschaften hat wie die elektroschwache WW-Produktion.
- Z-Paare, in denen ein Z hadronisch und das andere leptonisch zerfällt, können durch die Jet-Korrelation und Veto auf die Dileptonmasse um die Z-Masse unterdrückt werden.

Higgs-Masse [GeV]	120	130	140	150	160	170	180
Signalregion $m_T <$	130	140	150	160	175	190	220
Signal	28,5	76,5	105,6	172,5	272,1	286,5	232,8
Untergrund	47,4	63,9	60,3	84,0	98,1	107,1	122,1

Tabelle 9.1: Erwartete Anzahl an Signal- und Untergrundereignissen für $H \rightarrow WW$ bei einer integrierten Luminosität von $\int L = 30 \text{ fb}^{-1}$. Die Zerfälle $WW \rightarrow l\nu\nu$ und $WW \rightarrow lvjj$ sind aufsummiert. Für Details siehe [27].

Messung der Jet-Winkel-Verteilung

Für die Auswertung der Zerfallswinkelverteilung der Jets muss die Verteilung für den Untergrund bekannt sein. Für den Hauptbeitrag zum Untergrund ($t\bar{t}$ -Produktion) ist die Winkelverteilung in Abb. 9.11 (oben) abgebildet. Da mir leider kein Matrixelement-Generator für den zweitwichtigsten Prozess (EW W-Paar-Produktion) zur Verfügung stand, muss ich mich hier auf die Verteilung des $t\bar{t}$ -Untergrundes beschränken. Die folgenden Ergebnisse hängen nicht kritisch von der genauen Form der Untergrundverteilung ab. Solange die Verteilung nur gut genug bekannt ist, unterscheiden sich die Ergebnisse für einen flach angenommenen Untergrund praktisch nicht von der Annahme einer Verteilung wie in Abb. 9.11 oder auch einer fallenden Verteilung. Entscheidend ist, dass die Untergrundverteilung mit den Daten überprüft wird. Dies kann zum Beispiel mit den Ereignissen, die oberhalb der Transversalmassen-Obergrenze aus Tab. 9.1 liegen, geschehen. Diese Verteilung ist in Abb. 9.11 (unten) dargestellt. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse ist groß genug, um die Form mit einer Monte-Carlo-Simulation zu vergleichen. Für diese Analyse wird die Form der Verteilung aus $t\bar{t}$ -Ereignissen verwendet, skaliert mit der gesamten Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse.

Zur Analyse der Aussagekraft der Verteilungen wird die Likelihoodratio-Methode verwendet. Sie benutzt die gesamte Information aus den Verteilungen, ohne dass eine Parametrisierung der Verteilungen nötig ist. Für jedes Bin der Verteilung wird die Wahrscheinlichkeit $P_M(N)$ ermittelt, dass die gemessene Anzahl an Ereignissen N aus einer Poissonverteilung mit dem Mittelwert M stammt. Der Mittelwert M ist die jeweils erwartete Anzahl an Ereignissen für die verschiedenen Spin-CP-Kombinationen. Die Wahrscheinlichkeit, dass die gesamte Verteilung mit n Bins vom Zerfall eines Teilchens mit Spin S und CP-Eigenwert γ_{CP} stammt, ist dann

$$P_{S,\gamma_{CP}} = \prod_{i=1}^n P_{M_i}(N_i) \quad (9.1)$$

Das Verhältnis $\frac{P_{0,+1}}{P_{S \neq 0, \gamma_{CP} \neq +1}}$ gibt dann sehr anschaulich an, wieviel Mal wahrscheinlicher die Verteilung aus dem Zerfall des SM-Higgs stammt als aus einem der alter-

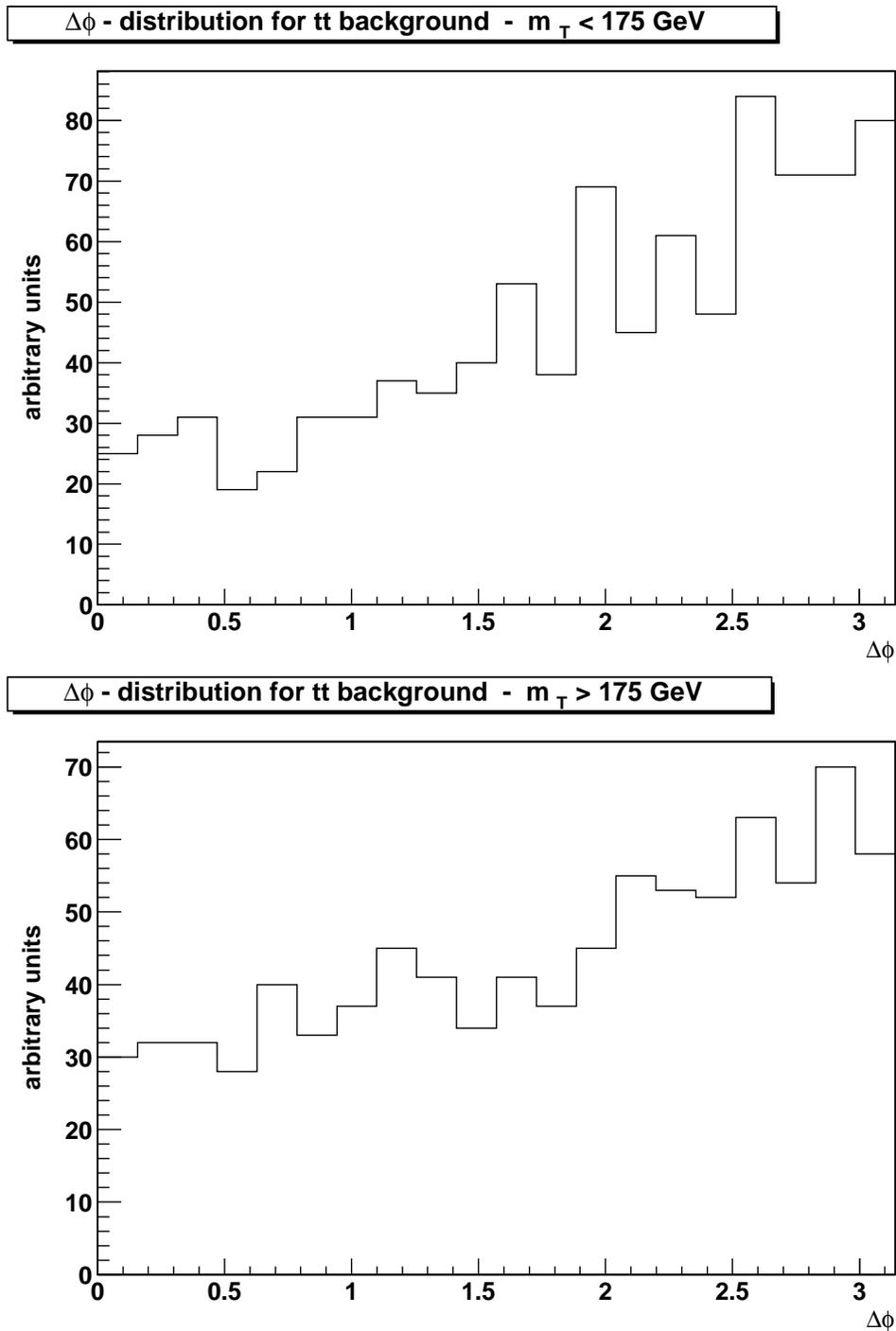


Abbildung 9.11: Verteilung von $\Delta\phi$ für die Jets aus dem $t\bar{t}$ -Untergrund, die als Tag-Jets selektiert wurden. Der obere Plot zeigt die Verteilung für Ereignisse im Signalbereich für ein 160 GeV Higgs ($m_T(\ell\nu) < 175$ GeV), der untere dieselbe Verteilung für Ereignisse außerhalb des Signalbereichs.

nativen Hypothesen. In der Näherung ausreichend großer Statistik ist außerdem

$$\Delta L_{log} := 2 \cdot \ln \left(\frac{P_{0,+1}}{P_{S \neq 0, \gamma_{CP} \neq +1}} \right) = \chi_{\alpha}^2 \quad (9.2)$$

wobei χ_{α}^2 der Wert der χ^2 -Verteilung zum Konfidenz-Intervall mit der Wahrscheinlichkeit α ist. Bei einem einseitigen Ausschluss mit der Wahrscheinlichkeit δ ist $\alpha = 1 - 2\delta$ zu verwenden. Analog zur Interpretation des Wahrscheinlichkeitsverhältnisses muss der Wert von ΔL_{log} größer als null sein, um den alternativen Fall auszuschließen.

Berechnet man die Likelihoodratio für viele Sample mit der erwarteten Anzahl an Ereignissen (inkl. Untergrund), so kann man den Mittelwert der Messungen als den Erwartungswert für den Ausschluss verwenden. Der RMS der Verteilung kann als Schätzer dafür verwendet werden, wie weit die zu erwartenden Messungen streuen. In Abb. 9.12 sind beispielhaft die Verteilungen von auf diese Weise ermittelten Likelihoodratios für den Vergleich des SM-Falles mit den vier alternativen Hypothesen aufgetragen. Die dafür verwendete Anzahl an Ereignissen entspricht einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} , die simulierte Higgs-Masse beträgt 160 GeV .

In den folgenden Abbildungen 9.13 und 9.14 ist der erwartete Ausschluss der Spin 0 Alternativen und im Massenbereich oberhalb 140 GeV auch der Spin 1 Alternativen dargestellt. Unterhalb dieser Masse ist die Messung des Spins durch die Beobachtung des Higgs-Zerfalls in zwei Photonen implizit (s. Kap. 7). Zusätzlich zum erwarteten Ausschluss ist auch noch die Breite der erwarteten Verteilung des Wahrscheinlichkeitsverhältnisses eingezeichnet. Dies ist nicht zu verwechseln mit dem erwarteten Messfehler auf einen Wert; die Punkte in den Abbildungen geben direkt den erwarteten Ausschluss im Sinne von Gleichung 9.2 an, die Fehlerbalken geben nur den Bereich an, in dem die Messung mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa $2/3$ liegen wird. Nur in den Fällen, in denen dieser Bereich die Null einschliesst, ist eine Messung nicht mehr zuverlässig möglich.

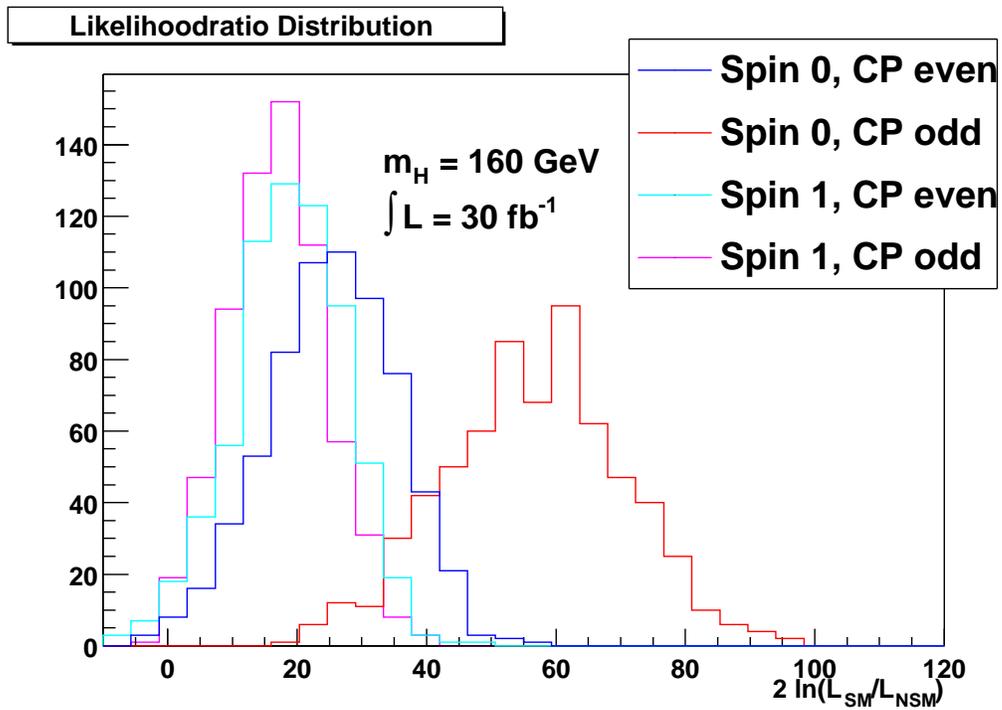


Abbildung 9.12: Verteilung der Wahrscheinlichkeitsverhältnisse für eine Higgs-Masse von 160 GeV und einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} .

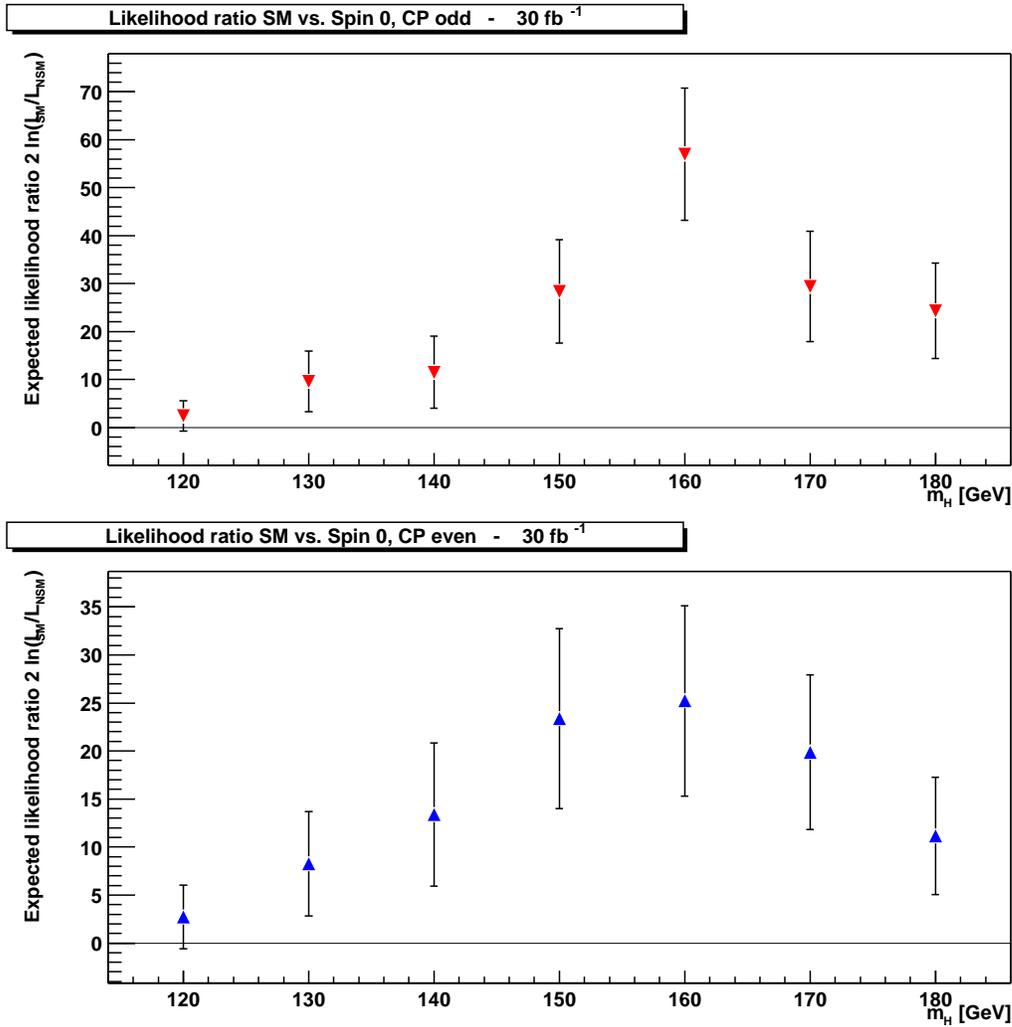


Abbildung 9.13: Erwartete Likelihoodratio für verschiedene Higgs-Massen und einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} . Die Fehlerbalken geben den RMS der Verteilung des Ausschlusses wieder, so wie er aus Monte-Carlo-Experimenten bestimmt wurde (vgl. Abb. 9.12). Der obere Graph gibt den Ausschluss des Pseudoskalars ($\mathbf{P}=1, \mathbf{X}=\mathbf{Y}=0$) an, der untere den der Nicht-Standard-Modell CP-even Hypothese ($\mathbf{Y}=1, \mathbf{X}=\mathbf{P}=0$).

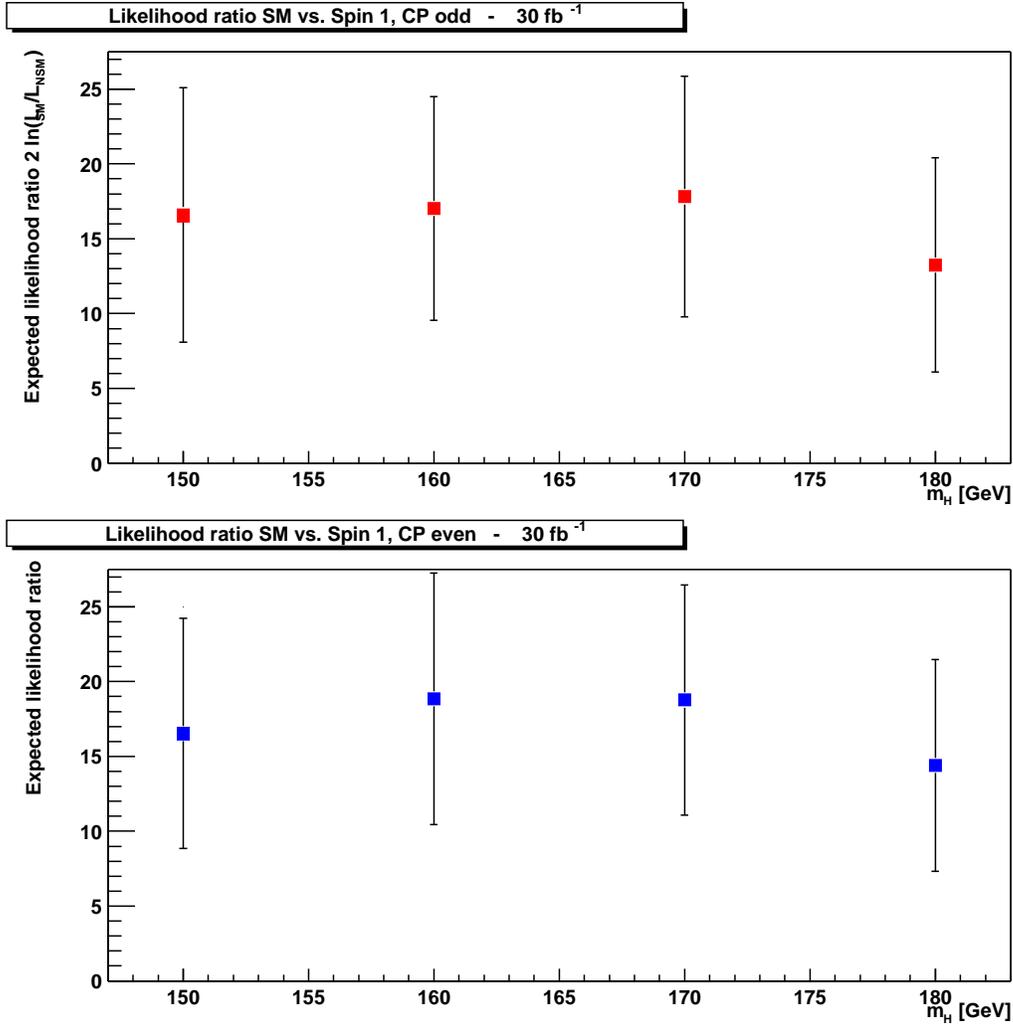


Abbildung 9.14: Erwartete Likelihoodratio für verschiedene Higgs-Massen und einer integrierten Luminosität von 30fb^{-1} . Die Fehlerbalken geben den RMS der Verteilung des Ausschlusses wieder, so wie er aus Monte-Carlo-Experimenten bestimmt wurde (vgl. Abb. 9.12). Der obere Graph gibt den Ausschluss des Axialvektors ($\mathbf{P}_V=1, \mathbf{X}_V=0$) an, der untere den der Vektor-Hypothese ($\mathbf{X}_V=1, \mathbf{P}_V=0$).

Messung der Dilepton-Masse

Die Verteilung des transversalen Jet-Jet-Winkels ermöglicht über den größten Teil des Massenbereichs unterhalb der ZZ -Schwelle die Bestimmung von Spin und CP. Wie in Abbildung 9.8 zu erkennen, bieten aber auch die Leptonen aus dem W -Zerfall einen Ansatz zu Spin-Bestimmung. Durch die zwei nicht nachweisbaren Neutrinos ist die Rekonstruktion der Winkel wie im Zerfall der Z -Paare nicht möglich. Die naheliegende Variable $\Delta\phi_{ll}$ zeigt für alle Hypothesen ein mehr oder weniger ausgeprägtes Maximum bei $\Delta\phi_{ll} = 0$. Die Massenverteilung M_{ll} allerdings nimmt ihr Maximum bei verschiedenen Werten an. Die Korrelation zwischen den Leptonen bildet sich in dieser Verteilung sehr effektiv ab. Ein naheliegender und intuitiver Wert zur Unterscheidung der Hypothesen ist der Mittelwert der M_{ll} -Verteilung.

Anders als bei der Messung der Jet-Winkel-Verteilung muss nun auf die Anwendung der Lepton-Schnitte verzichtet werden, da die verschiedenen Verteilungen der Leptonen untereinander natürlich stark korreliert sind. Dadurch erhöht sich die Anzahl der Signalereignisse etwas, die der Untergrundereignisse jedoch mehr. Wieder ist aber die Zahl der Untergrundereignisse nicht kritisch, wohl aber die möglichst genaue Kenntnis der Form der Verteilung. Eine genaue Vorhersage ist zum jetzigen Zeitpunkt weder möglich - wegen der unzureichenden Beschreibung von NLO-Prozessen und Hadronisierungseffekten - noch sinnvoll. Die Normalisierung des Untergrundes muss auch hier anhand der realen Detektordaten erfolgen.

Abbildung 9.15 zeigt die Verteilung der Ergebnisse für viele Monte-Carlo-Experimente bei einer Higgs-Masse von 160 GeV bei einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} . Während die Spin 1 Alternativen und der NSM-Skalar klar getrennt sind, ist der Pseudoskalar ununterscheidbar. Als Erwartungswert der Messung wird der Mittelwert der Verteilung verwendet und der RMS als erwarteter Fehler. Diese sind für die verschiedenen Hypothesen in Abbildung 9.16 und 9.17 jeweils gegen den Standardmodell-Fall aufgetragen. Die Massenwerte zeigen eine komplizierte Abhängigkeit von der Higgs-Masse, da der Mittelwert von der Higgs-Masse selbst, aber auch vom Mittelwert des Untergrundes und der relativen Anzahl der Untergrundereignisse abhängt. Als erwartete Ausschluss-Signifikanz wird dann die Differenz der Erwartungswerte, geteilt durch den erwarteten Fehler verwendet. Der erwartete Ausschluss ist in Abb. 9.18 gegen die Higgs-Masse aufgetragen. Im Higgs-Massen-Bereich oberhalb von 150 GeV können also beide Spin 1 Hypothesen ausgeschlossen werden. Der Ausschluss der alternativen Spin 0 Hypothesen ist weniger gut. Sollte die Methode des Forward-Jet-Taggings auch bei hoher Luminosität funktionieren, so ist der NSM Spin 0, CP-even Fall möglicherweise auch noch ausschließbar.

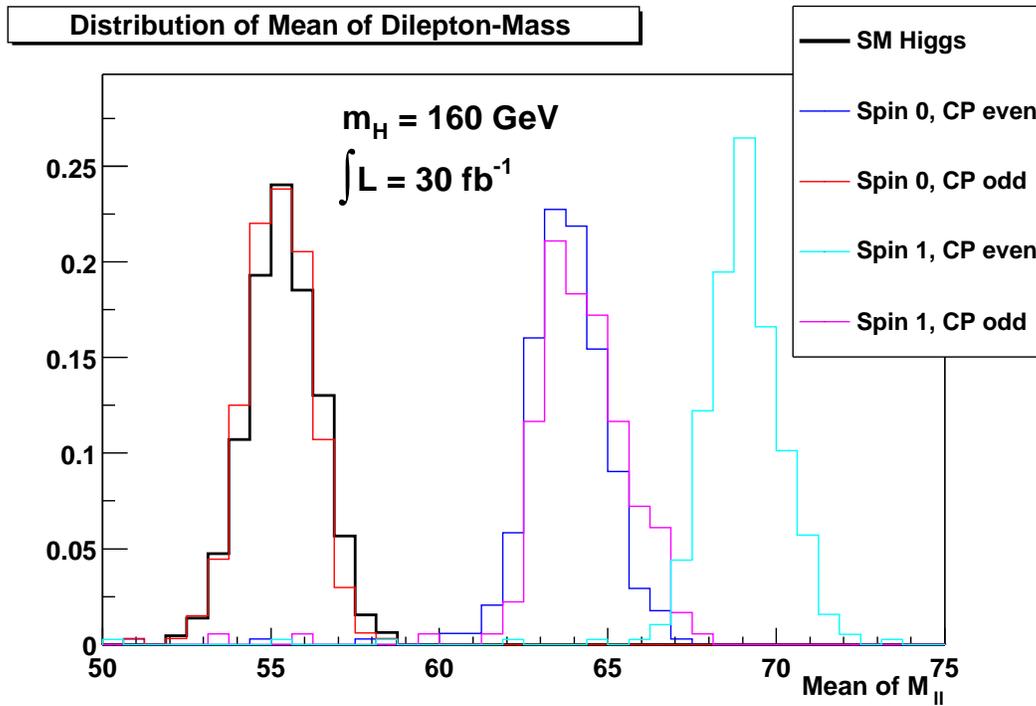


Abbildung 9.15: Verteilung der mittleren Dileptonmasse für die verschiedenen Kopplungen für viele Monte-Carlo-Experimente. Die Breite der Verteilungen entspricht dem erwarteten Fehler.

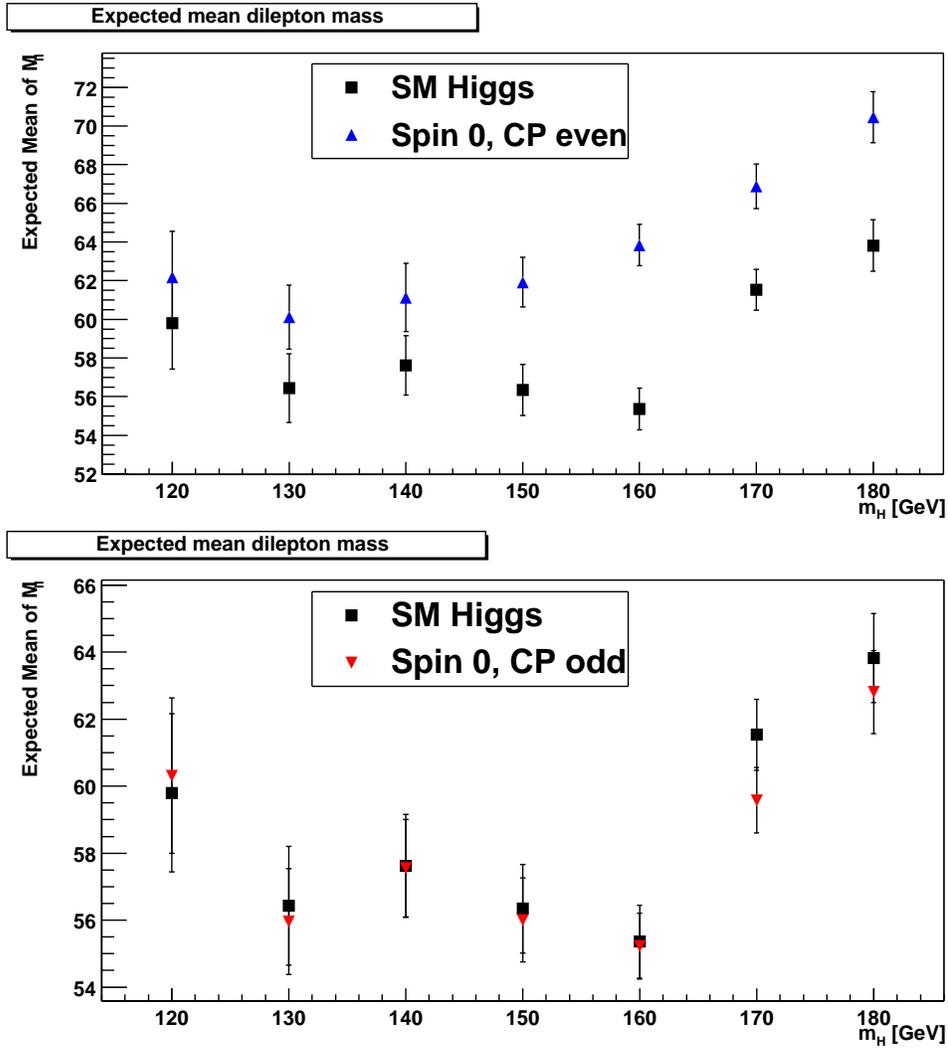


Abbildung 9.16: Die erwartete mittlere Masse des Leptonpaares und die erwarteten Fehler, aufgetragen gegen die Higgs-Masse. Oben sind die Werte für den NSM-Skalar und das SM-Higgs dargestellt, unten für den Pseudoskalar und das SM-Higgs.

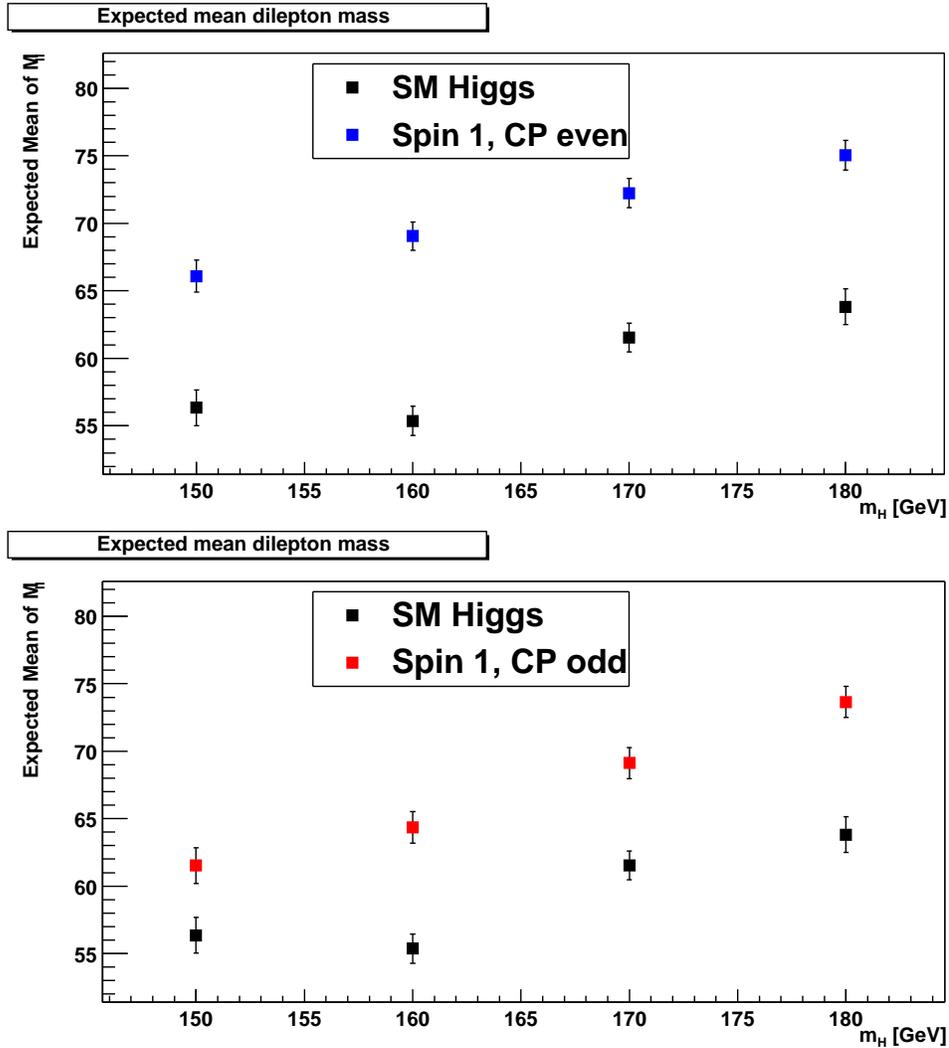


Abbildung 9.17: Die erwartete mittlere Masse des Leptonpaares und die erwarteten Fehler, aufgetragen gegen die Higgs-Masse. Oben sind die Werte für den Vektor und das SM-Higgs dargestellt, unten für den Axialvektor und das SM-Higgs.

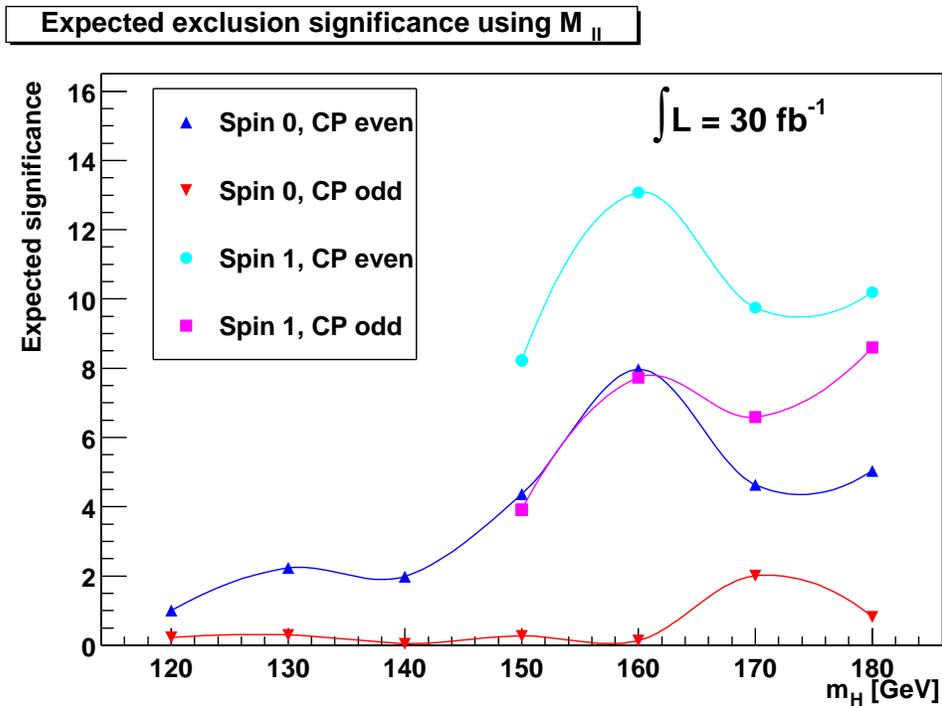


Abbildung 9.18: Zusammenstellung des erwarteten Ausschlusses der alternativen Kopplungen anhand der Dilepton-Masse. Am deutlichsten sind die Spin 1 Hypothesen ausgeschlossen. Über den Pseudoskalar kann mit dieser Methode keine Aussage gemacht werden. Die Spin 0 Alternativen können aber anhand $H \rightarrow ZZ$ und des Jet-Winkels in WBF ausgeschlossen werden.

	S=0 $\gamma_{CP}=+1$	S=0 $\gamma_{CP}=-1$	S=1 $\gamma_{CP}=+1$	S=1 $\gamma_{CP}=-1$
$m_H = 160 \text{ GeV}$				
70%	12.4±6.9	26.4±10.3	9.2±5.9	8.0±5.2
50%	6.2±4.9	12.7± 7.2	4.6± 4.2	4.1± 3.7
$m_H = 170 \text{ GeV}$				
70%	9.7±5.8	13.8±7.6	9.1±5.5	8.7±5.4
50%	4.7±4.6	7.0±5.5	4.5±4.6	4.7±4.4
$m_H = 180 \text{ GeV}$				
70%	5.5±4.7	11.8±6.8	7.0±5.3	6.2±5.2
50%	2.6±3.4	5.7±5.0	3.4±3.8	3.2±3.7

Tabelle 9.2: Die erwartete Likelihoodratio $2 \ln(L_{SM}/L_{NSM})$ und deren Streuung für verschiedene Higgs-Massen und verschieden starke Unterdrückungen der Korrelation. 70% bezeichnet den Fall, in dem 70% der Signalereignisse aus der LO-Simulation stammen und 30% aus einer flachen Verteilung; 50% analog. Vor allem die Spin-Messung wird für solche flacheren Verteilungen weniger aussagekräftig.

Effekte durch Beiträge höherer Ordnungen

Die Dilepton-Masse scheint einen weniger guten Ausschluss zu bieten als die Jet-Winkel; erstere Methode hat aber den Vorteil, von Effekten höherer Ordnung kaum beeinträchtigt zu werden. Das ist bei der Jet-Winkel-Verteilung möglicherweise anders. Der Wirkungsquerschnitt der Vektorboson-Fusion nimmt in NLO zwar nur um $\approx 10\%$ zu, allerdings heißt das nicht, dass die Winkelverteilungen sich nicht stärker ändern können. NLO-Rechnungen für den Standardmodell-Fall existieren [49] und zeigen keine wesentliche Änderung der Jet-Winkel-Korrelation (s. Abb. 9.19). Der Großteil der NLO-Terme hat nichts mit der Kopplung des Higgs an die Vektorbosonen zu tun, sondern betrifft den hadronischen Teil des Prozesses. Diese Korrekturen sind für die Nicht-Standardmodell-Fälle ähnlich.

Ein potentiell Problem ist die Fehlidentifikation von Tag-Jets. Sollte der Anteil an harter Initialstate-Strahlung oder Finalstate-Strahlung größer sein als im Moment erwartet, so kommen Ereignisse hinzu, die einer flachen Winkelverteilung folgen, da die beteiligten Jets nichts mit dem harten Ereignis zu tun haben. Um die Auswirkungen solcher Effekte zu simulieren, werden einmal 70% und in einem weiteren Fall 50% der Ereignisse aus der LO-Verteilung genommen und der Rest aus einer flachen Verteilung. Dieser Ansatz ist aus theoretischer Sicht unbefriedigend und kann korrekte Rechnungen oder den Abgleich mit realen Daten nicht ersetzen. Er kann aber als Abschätzung dienen, um wieviel flacher die Verteilungen werden dürfen, ohne an Aussagekraft zu verlieren. Die Analyse ist identisch mit der am Anfang des Kapitels. In Tabelle 9.2 sind Erwartungswerte und RMS der Likelihoodratio-Verteilungen

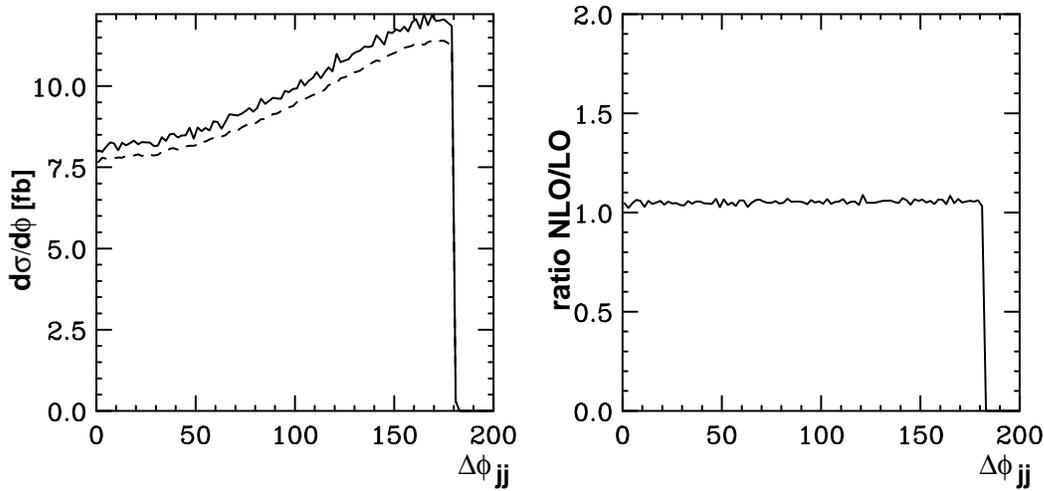


Abbildung 9.19: Die Jet-Winkel-Verteilung für das Standardmodell-Higgs in LO (gestrichelt) und in NLO (durchgezogene Linie) ist links abgebildet. Rechts ist das Verhältnis von NLO und LO dargestellt. Die Form der Verteilung ändert sich nicht, und der Wirkungsquerschnitt erhöht sich um etwa 5%. (Vielen Dank an Carlo Oleari für diese Abbildung!)

$(2 \ln(L_{SM}/L_{NSM}))$ aufgelistet. Ich beschränke mich dabei auf den Massenbereich, in dem diese Variable am interessantesten ist. Es ist also sicherzustellen, dass die Selektion tatsächlich effizient die richtigen Tag-Jets ermittelt. Zu großer kombinatorischer Untergrund kann die Signifikanz der Messung zunichte machen. Allerdings berücksichtigen die Analysen dieses Kapitels die Selektions- und Detektoreffekte so gut, wie es im Augenblick möglich ist, und die NLO-Rechnungen zeigen keine gravierenden Änderungen an den Verteilungen. Daher sind die in *diesem* Abschnitt gemachten Annahmen als extrem pessimistisch einzustufen.

9.2 Der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau$

Vor allem im Bereich sehr niedriger Higgs-Massen ($m_H \approx 120$ GeV) ist der Ausschluss der alternativen Spin 0 Hypothesen unbefriedigend. Durch die kleine partielle Breite für $H \rightarrow WW$ ist hier die Analyse statistisch stark limitiert. In diesem Massenbereich bietet der Zerfall in zwei τ ein besseres Signal-zu-Untergrundverhältnis. Zerfällt mindestens eines der τ leptonisch, so kann das entstandene Lepton das Experiment triggern. In der kolinearen Näherung können die τ mit Hilfe des fehlenden Impulses gut genug rekonstruiert werden, um einen kleinen Signalbereich in der Invarianten-Massen-Verteilung zu definieren. Die Ereignisselektion funktioniert im Grunde gleich, mit etwas optimierten Schnitten. Statt des τ -Vetos wird hier im Gegenteil die Rekonstruktion von τ Leptonen verlangt. Der wichtigste Unterschied besteht darin, dass für diesen Kanal der Z+jets Untergrund eine größere Rolle spielt. Die Jets aus diesem Untergrund haben die Eigenschaft, bevorzugt mit $\Delta\phi_{jj} \approx \pi$ emittiert zu werden. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes kann man einen Schnitt $\Delta\phi_{jj} < 2.2$ einführen. Das wirkt sich auf die Messbarkeit der Kopplung aus. Durch die Einschränkung auf diesen Winkelbereich verlieren die Verteilungen viel von ihrer charakteristischen Form (s. Abb. 9.20). Entsprechend ist die Signifikanz aus dieser Messung eher unbefriedigend (s. Abb. 9.21). Allerdings tragen die τ selber Spin-Information aus dem Zerfall, der zu unterschiedlichen Verteilungen führen kann. Eine Untersuchung dessen wäre mit existierenden Programmen wie TAUOLA möglich. Die geringe Anzahl an Ereignissen lässt das aber aussichtslos erscheinen. Entsprechende Untersuchungen existieren für TESLA und zeigen erfolversprechende Ergebnisse.

Distribution of $\Delta\phi$ of the tag jets

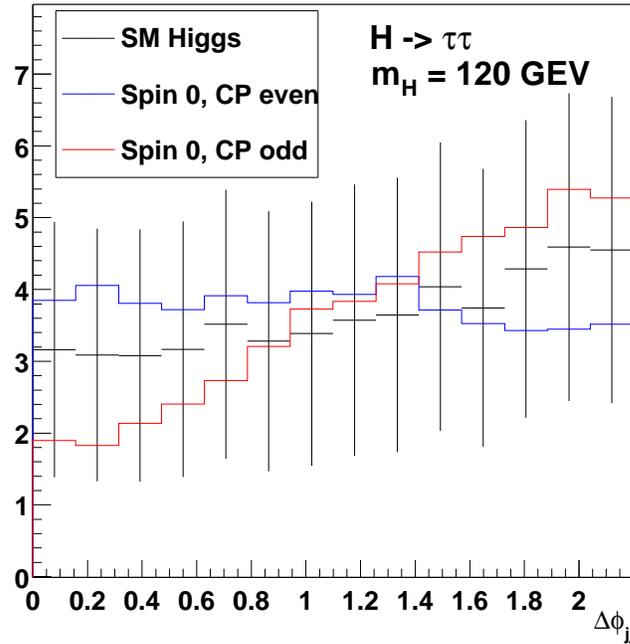
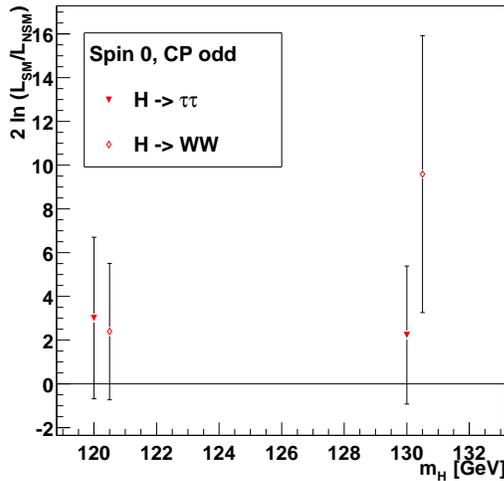


Abbildung 9.20: Die Verteilung des transversalen Winkels der Tag-Jets, eingeschränkt auf den Bereich $\Delta\phi < 2,2$ für die verschiedenen Spin 0 Kopplungen.

Expected likelihoodratio incl. $H \rightarrow \tau\tau$



Expected likelihoodratio incl. $H \rightarrow \tau\tau$

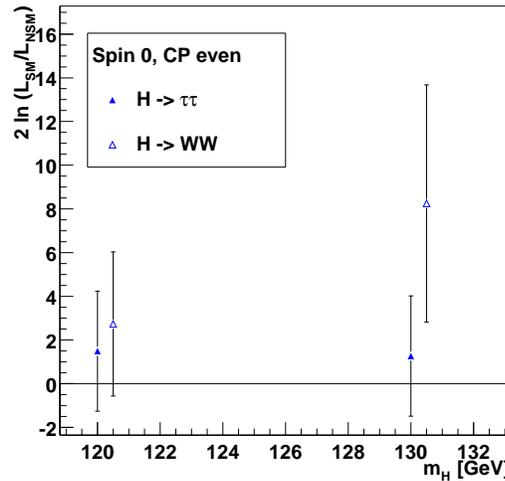


Abbildung 9.21: Der erwartete Mittelwert und RMS der Likelihoodratio aus der Jet-Winkel-Messung für den Zerfall in zwei τ . Zum Vergleich ist der Zerfall in W -Paare noch einmal mit eingezeichnet.

10 Die Produktion in Higgsstrahlung

Die größten Probleme bei der Bestimmung der Kopplungsstruktur entstehen bei kleinen Higgs-Massen. Die ansonsten erfolgreichen Methoden der vorigen Kapitel scheitern am geringen Verzweigungsverhältnis in Vektorbosonen. Ein bisher noch nicht genutzter Produktionsprozess ist die Higgsstrahlung vom Z. In diesem Kapitel wird ein Verfahren zur Kopplungsbestimmung vorgestellt, das auf den Eigenschaften dieses Produktionsprozesses basiert. Das Verfahren wird nur anhand einer einzigen Higgs-Masse von 120 GeV demonstriert. Da der Wirkungsquerschnitt der Higgsstrahlung ohnehin schon sehr klein ist, kommt als Zerfall des Higgs nur $H \rightarrow b\bar{b}$ in Frage. (s. Abb. 10.1)

Spin und CP-Eigenwert des Higgs drücken sich in zwei Variablen aus. Die Polarisation des Z-Bosons führt - analog zum Zerfall des Higgs in zwei Z - zu den typischen Polarwinkelverteilungen, die in Abbildung 10.2 (links) dargestellt sind. Analog der Massenverteilung des off-shell Z (s. Kapitel 8.2) hängt die Verteilung der invarian-

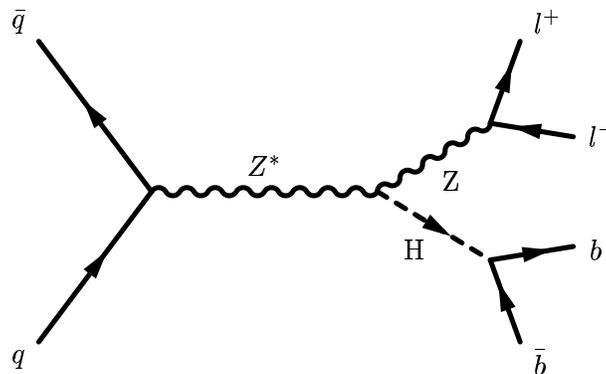


Abbildung 10.1: Für kleine Massen hat der Zerfall des Higgs in $b\bar{b}$ das größte Verzweigungsverhältnis; die Ereignisse können aber nur effizient getriggert werden, wenn zusätzlich Leptonen mit hohem Impuls entstehen. Der leptonische Zerfall des Z, wie in diesem Diagramm, führt zu einer besonders interessanten Signatur.

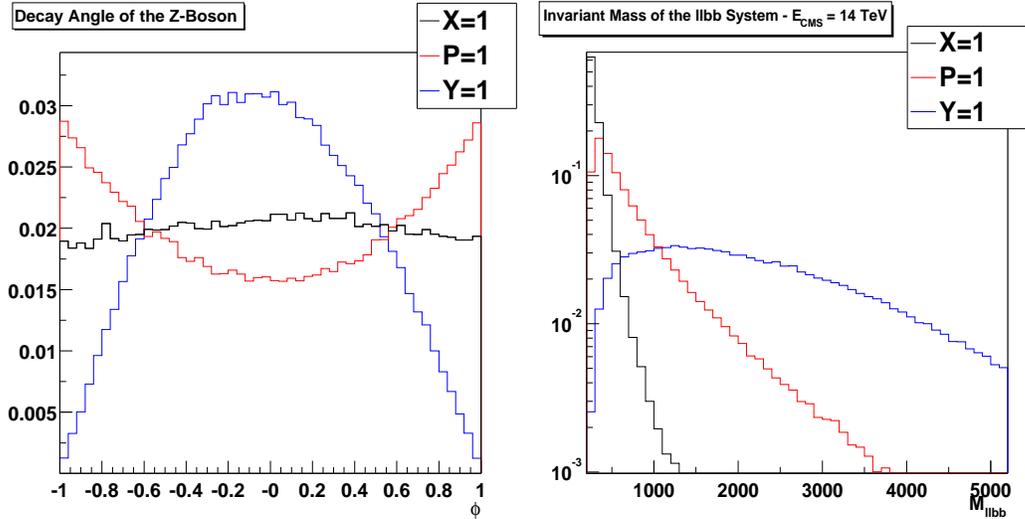


Abbildung 10.2: Polarwinkelverteilung (links) der Leptonen aus dem Z-Zerfall im Ruhesystem des Z und die Verteilung der Masse des $ll\bar{b}\bar{b}$ -Systems (rechts). Alle Verteilungen sind normiert.

ten Masse des $ll\bar{b}\bar{b}$ -Systems (i.e. die Schwerpunktsenergie des Events) stark von der zugrunde gelegten Kopplungsstruktur ab. Dies ist in Abbildung 10.2 (rechts) dargestellt.

Die Signatur aus zwei Leptonen und zwei B-Jets ist jedoch nicht gut zur Isolation des Signals geeignet. Die Prozesse $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$ und $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu b\bar{b}$ ergeben denselben Endzustand und haben einen riesigen Wirkungsquerschnitt am LHC. Zur weiteren Analyse wird eine sehr einfache Signaldefinition verwendet:

- Zwei isolierte Leptonen mit transversalem Impuls größer als 20 GeV bzw. 7 GeV im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2, 5$.
- Die Leptonen müssen entgegengesetzte Ladung und gleichen Flavour haben. Die invariante Masse dieser Leptonen darf nicht mehr als 7 GeV von der Z-Masse abweichen.
- Zwei B-Jets im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2, 5$.
- Die Leptoneffizienz wurde zu 90% pro Lepton und die B-Tagging-Effizienz zu 60 % pro B-Jet angenommen.

Als Untergrund wurde $t\bar{t}$ (simuliert mit Pythia) und $Zb\bar{b}$ (simuliert mit AcerMC) in Betracht gezogen. Dies sind die wichtigsten Prozesse, aber nicht alle. Insbesondere

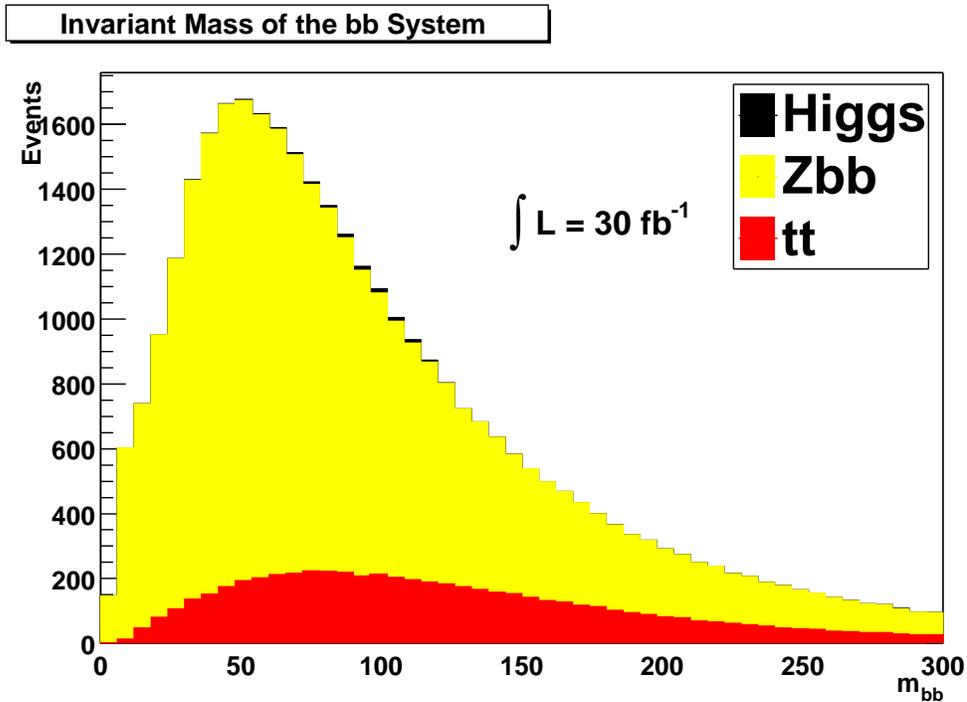


Abbildung 10.3: Das Higgs-Signal ist in schwarz über dem $Zb\bar{b}$ - und $t\bar{t}$ -Untergrund dargestellt. Die Anzahl der Ereignisse entspricht 30 fb^{-1} . Das Signal ist nicht nachweisbar.

fehlen hier Prozesse wie Z +Jets oder WW +Jets, wobei mindestens zwei Jets fälschlicherweise als B-Jets identifiziert wurden.

Das Signal über dem Untergrund ist in Abbildung 10.3 dargestellt. Das Signal ist durch diese Analyse **nicht** nachweisbar, da der Untergrund zu groß ist. Das bedeutet vor allem, dass die Zerfallswinkelverteilung nicht genutzt werden kann. Außerdem ist die Normierung der alternativen Hypothesen wie in den vorangegangenen Kapiteln nicht mehr möglich, da die Gesamtzahl produzierter Signalevents nicht bestimmbar ist. Statt dessen kann man Schranken auf die Werte der Parameter \mathbf{Y} und \mathbf{P} angeben, indem man die Verteilung der invarianten Masse des $llb\bar{b}$ Systems $m_{llb\bar{b}}$ ausnutzt. Abbildung 10.4 zeigt diese Variable für den Untergrund und die drei Spin 0 Kopplungen. Zusätzlich ist die Pythia-Simulation des Standardmodell-Higgs als Punkte mit Fehlerbalken eingezeichnet.

Die Verteilungen sind nicht auf eine einheitliche Anzahl an Ereignissen normiert, sondern spiegeln die tatsächlich erwartete Anzahl für $\mathbf{Y}=1$ und $\mathbf{P}=1$ wider. Oberhalb von $m_{llb\bar{b}}=900 \text{ GeV}$ spielen der Untergrund und das SM-Higgs keine Rolle mehr.

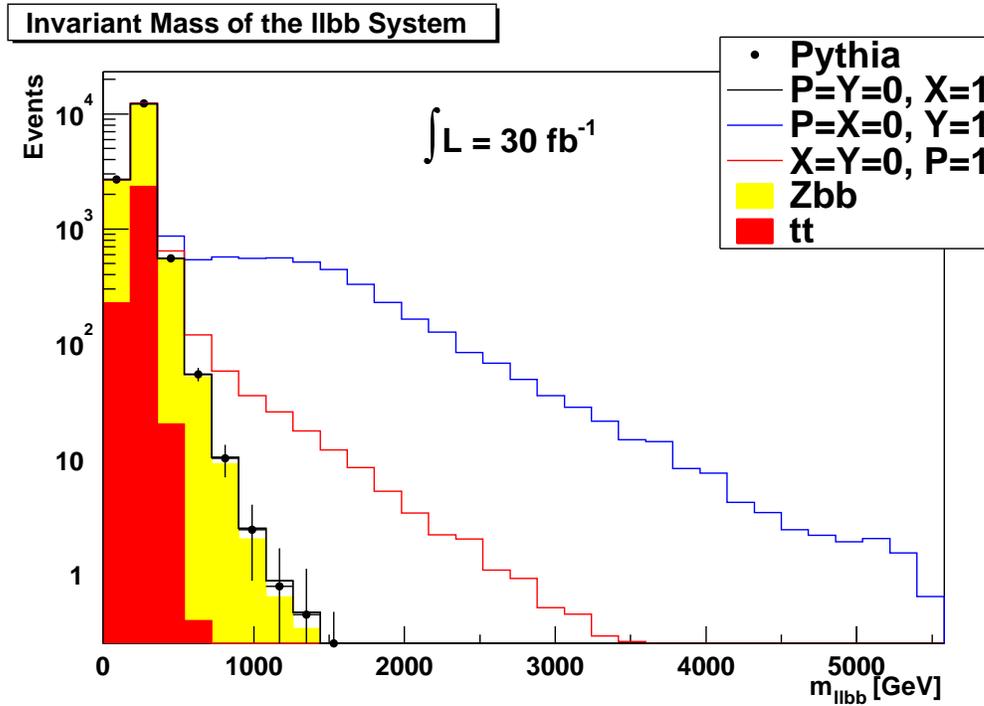


Abbildung 10.4: Die Verteilung der Masse des $l\bar{l}b\bar{b}$ -Systems $m_{l\bar{l}b\bar{b}}$ für die verschiedenen Spin 0 Kopplungen. Die Verteilungen sind nicht auf eine einheitliche Anzahl an Events normiert, sondern auf die für die jeweilige Kopplung erwartete Anzahl, die für die hypothetischen Teilchen weit höher liegt.

Kopplung	X=1, Y=P=0	Y=1, X=P=0	P=1, X=Y=0	Untergrund
Ereignisse	4,1	3151,0	116,0	3,1

Tabelle 10.1: Erwartete Anzahl an Ereignissen inklusive Untergrund für $m_H=120$ GeV und $m_{llbb} > 900$ GeV und der erwartete Untergrund alleine.

Die erwartete Anzahl für die drei Spin-0 Hypothesen ist in Tabelle 10.1 angegeben.

Offensichtlich schließt die Beobachtung von nur wenigen Events mit hoher $llb\bar{b}$ Masse große Werte für **P** und **Y** aus. Genauer gesagt ist der Ausschluss von N Teilchen mit $m_{llbb} > 900$ GeV direkt übersetzbar in eine Obergrenze für **P** und **Y**. Seien N_Y^1 und N_P^1 die erwartete Anzahl an Signalevents für **Y=1** bzw. **P=1** und M_p die durch die Messung ermittelte Obergrenze an Events zu einem Vertrauensniveau p , dann ist die Obergrenze auf **P** und **Y** gegeben durch:

$$\mathbf{Y} < \sqrt{\frac{M_p}{N_Y^1}} \quad \text{und} \quad \mathbf{P} < \sqrt{\frac{M_p}{N_P^1}} \quad (10.1)$$

Da im Matricelement die Quadrate der Kopplungskonstanten **P** und **Y** stehen, skaliert der Ausschluss der Konstanten mit der Wurzel der Ereignisse.

Werden beispielsweise vier Ereignisse gezählt (was dem Erwartungswert entspricht), so sind 10 Ereignisse mit einem Konfidenzlevel von über 95% ausgeschlossen. Das bedeutet für die zu bestimmenden Parameter **Y** und **P**: $\mathbf{Y} < 0,06$ und $\mathbf{P} < 0,29$.

Die Abschätzung der erwarteten Ereignisse erfordert jedoch noch eine genauere Analyse des Untergrundes. Die zwei betrachteten Untergrundprozesse machen zwar den größten Teil aus; da es aber um einen Ausschluss auf der Basis des Abzählens von Ereignissen geht, muss die Anzahl so genau wie möglich bestimmt werden. Vor allem ist bei diesem Verfahren eine gute Normierung des Untergrundes schwierig, sodass man völlig auf Simulationen angewiesen ist. Der damit verbundene Aufwand ist im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr zu bewältigen, weshalb ich es bei der Beschreibung des Verfahrens belasse und keine erwarteten Ausschlussgrenzen angebe. Außerdem hängt die Messung von zwei weiteren Eingangsbedingungen ab. Zunächst ist die Bestimmung der Higgs-Masse notwendig. Diese kann aber durch anderen Messungen mit Atlas ermittelt werden. Wichtiger aber ist, dass in die Bestimmung von **Y** und **P** noch das Verzweigungsverhältnis in $b\bar{b}$ eingeht. Ein Teilchen, das nicht in $b\bar{b}$ zerfällt, würde natürlich kein Signal in diesem Kanal erzeugen. Erst unter diesen beiden Voraussetzungen ist die hier beschriebene Messung also durchführbar.

11 Zusammenfassung

Das Experiment Atlas wird in der Lage sein, ein Standardmodell-Higgs über den gesamten theoretisch möglichen Massenbereich zu entdecken. Die Kopplung des Higgs ist im Rahmen des Standardmodells komplett festgelegt. In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Verfahren präsentiert, mit denen die Konsistenz der Kopplungsstruktur eines Higgs-Bosons mit der Standardmodellvorhersage überprüft werden kann.

Die LEP 2 Messungen schließen Higgs-Massen unterhalb von 114 GeV aus, und indirekte Massenbestimmungen über Higgs-Korrekturen bevorzugen ein leichtes Higgs. Higgs-Massen oberhalb ≈ 210 GeV sind unwahrscheinlich. Die in dieser Arbeit untersuchten Higgs-Massen liegen daher zwischen 120 und 300 GeV; etwas über den bevorzugten Bereich hinaus.

Aus dem in Kapitel 5 angegebenen Lagrangian kann man zunächst reine Zustände konstruieren, indem man nur jeweils einen der Parameter ungleich null setzt. Es entstehen so das Standardmodell-Higgs, ein Pseudoskalar, ein Nicht-Standardmodell-Skalar sowie ein Vektor und ein Axialvektor. Sind mehrere der Parameter größer als null, ergeben sich gemischte Zustände, die eventuell keine eindeutige Parität mehr besitzen. Die reinen Zustände werden in der Analyse anders behandelt und sind einfacher zu bestimmen als die Mischungen. Im folgenden werden die entsprechenden Methoden daher getrennt zusammengefasst.

Reine Zustände

Im niedrigsten untersuchten Massenbereich ($120 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$) führt die Beobachtbarkeit des Zerfallskanals $H \rightarrow \gamma\gamma$ direkt zum Ausschluss einer Vektor-Hypothese. Die Struktur der skalaren Kopplung ist schwieriger zu bestimmen. Mit Hilfe des Zerfalls $H \rightarrow ZZ^*$ kann durch die Polarwinkel des Leptons und die off-shell Massenverteilung die Standardmodell-Kopplung nachgewiesen werden. Dies funktio-

niert, bedingt durch die Ereignisrate, erst oberhalb von 130 GeV und benötigt eine integrierte Luminosität von 300 fb^{-1} . Durch Vektorbosonfusion und Zerfall in W-Paare kann dieser Nachweis mit Hilfe der Jet-Winkel-Verteilung bereits mit 30 fb^{-1} erbracht werden, allerdings auch nur für Higgs-Massen oberhalb von 130 GeV. Das Hinzunehmen des Zerfalls in zwei τ ergibt keine wesentlich besseren Ergebnisse.

Oberhalb von 150 GeV und unterhalb der ZZ-Schwelle können alternative Spin- und CP-Hypothesen gut durch Vektorbosonfusion mit Zerfall in WW ausgeschlossen werden. Dazu tragen wiederum die Jet-Winkel-Verteilungen und für die Spin-Bestimmung auch die invariante Masse der Leptonen aus den W-Zerfällen bei. Dafür sind bereits 30 fb^{-1} ausreichend. In der Kombination von Gluonfusion und Zerfall in ZZ^* kann die Polarisation der Z aus der Polarwinkelverteilung abgelesen werden. Für Higgs-Massen um und knapp über 160 GeV nimmt das Verzweigungsverhältnis in ZZ^* allerdings stark ab, weshalb auch eine integrierte Luminosität von 300 fb^{-1} notwendig ist. Lediglich die Massenverteilung des off-shell Z bietet einen überzeugenden Ausschluss des Nicht-Standardmodell-Skalars mit geringerer integrierter Luminosität.

Oberhalb der ZZ-Schwelle ($m_H > 200 \text{ GeV}$) dominiert die Analyse mit Zerfall in zwei Z, sodass hier die Spin- und CP-Messung mit den Zerfallswinkelverteilungen der Z-Bosonen mit nur 100 fb^{-1} durchgeführt werden kann.

Gemischte Zustände

Besonders interessant ist es, für den Spin 0 Fall die Verträglichkeit der Parameter \mathbf{P} und \mathbf{Y} mit null direkt zu überprüfen, wie dies in Kapitel 8.3 demonstriert wurde. Der doppelt leptonische Zerfall von Z-Paaren bietet die besten Parameter und die sauberste Signatur für eine solche Messung. Das Matrixelement des Zerfalls enthält dann quadratische Terme in \mathbf{X} , \mathbf{P} und \mathbf{Y} sowie die Mischterme \mathbf{XP} , \mathbf{XY} und \mathbf{YP} . Man kann die volle Information des Matrixelements verwenden und über eine Maximum-Likelihood-Methode die wahrscheinlichsten Werte für \mathbf{P} und \mathbf{Y} (beide müssen im Standardmodell null sein) bestimmen. Abhängig von der Masse führt das zu unterschiedlich guten Grenzen auf die Werte von \mathbf{P} und \mathbf{Y} . Besonders für Higgs-Massen oberhalb der ZZ-Schwelle führt diese Messung zu einer eindrucksvollen Bestätigung des Standardmodells.

Sollte das Higgs-Boson bei Atlas entdeckt werden, so kann man aus den in dieser Arbeit beschriebenen Methoden - abhängig von der dann bekannten Higgs-Masse - die geeignetste Methode auswählen und eine Überprüfung der Struktur der Higgs-Kopplung durchführen.

A Formeln für die Winkelverteilungen in $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

Die allgemeinste Kopplung eines (pseudo-)skalaren Higgs-Bosons an zwei on-shell Z-Bosonen nimmt folgende Form an:

$$\mathcal{L}_{scalar} = \mathbf{X}\delta_{\mu\nu} + \mathbf{Y}k_\mu k_\nu / M_h^2 + i\mathbf{P}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma / M_h^2 \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist p_Z^μ der Impuls des einen Z-Bosons, q_Z^ν der des anderen Z-Bosons. Der Impuls des Higgs ist k , und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ ist der total antisymmetrische Tensor mit $\epsilon_{1234} = i$. Im Rahmen des Standardmodells ist $\mathbf{X} = 1$, $\mathbf{Y} = \mathbf{P} = 0$. Für einen reinen Pseudoskalar gilt $\mathbf{P} \neq 0$, $\mathbf{X} = \mathbf{Y} = 0$. Sollten sowohl \mathbf{P} als auch eine der anderen beiden Kopplungen nicht verschwinden, so kann für das zerfallende Teilchen keine eindeutige Parität angegeben werden.

Die entsprechende Formel für einen (Pseudo-)Vektor mit Impuls k_ρ ist:

$$\mathcal{L}_{vector} = \mathbf{X}(\delta_{\rho\mu} p_Z^\nu + \delta_{\rho\nu} q_Z^\mu) + \mathbf{P}(i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_\sigma - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_\sigma) \quad (\text{A.2})$$

Die Kopplung an das Vektorfeld enthält bemerkenswerter Weise nur zwei Parameter und ist also einfacher als die an den Skalar.

Im folgenden werden die winkelabhängigen dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Zerfall eines Skalar- oder Vektor-“Higgs” in zwei on-shell Bosonen mit anschließendem Zerfall in zwei Leptonpaare angegeben. Die Definition der Winkel θ_1, θ_2 und ϕ ist in Abbildung 8.2 angegeben. p ist der Betrag des Impulses des Z-Bosons: $p^2 = (\frac{1}{2}M_h)^2 - M_Z^2$. Im folgenden sei $x = \frac{M_h}{M_Z}$ und $y = \frac{p}{M_Z}$ definiert. c_v und c_a sind die Vektor- und Axialvektor-Kopplungen: $c_v = t_3 - 2q \sin(\theta_W)$, $c_a = t_3$, wobei t_3 der schwache Isospin, q die Ladung der Fermionen und θ_W der Weinbergwinkel ist. Im Falle des Zerfalls in Leptonen sind die numerischen Werte für c_v und c_a : $c_v = -0.0379$ und $c_a = -0.5014$.

A.1 Allgemeiner Fall

Skalares Higgs

$$\begin{aligned}
& \frac{d\sigma}{d\phi d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} \sim \\
& - 8\mathbf{XY} c_a^2 c_v^2 x^2 (x^2 - 4) \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\
& - \mathbf{XY} (c_v^2 + c_a^2)^2 x^2 (x^2 - 4) (2 \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + (x^2 - 2) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2) \\
& + 16\mathbf{XP} c_a^2 c_v^2 xy (x^2 - 2) \sin \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\
& + 4\mathbf{XP} (c_v^2 + c_a^2)^2 xy \sin \phi (2 \cos \phi \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 + (x^2 - 2) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2) \\
& + 16\mathbf{X}^2 c_a^2 c_v^2 x^2 (2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + (x^2 - 2) \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2) \\
& + \mathbf{X}^2 (c_v^2 + c_a^2)^2 x^2 \{4(1 + \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \cos^2 \phi \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \\
& + (x^2 - 2) \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2) + x^2 (x^2 - 4) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2\} \\
& - 8\mathbf{PY} c_a^2 c_v^2 xy (x^2 - 4) \sin \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\
& - 2\mathbf{PY} (c_v^2 + c_a^2)^2 xy (x^2 - 4) \sin \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\
& + 1/4\mathbf{Y}^2 (c_v^2 + c_a^2)^2 x^2 (x^2 - 4)^2 \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \\
& + 8\mathbf{P}^2 c_a^2 c_v^2 (x^2 - 4) \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\
& + \mathbf{P}^2 (c_v^2 + c_a^2)^2 (x^2 - 4) (1 + \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 - \cos^2 \phi \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2)
\end{aligned}$$

Vektor-Higgs

$$\begin{aligned}
& \frac{d\sigma}{d\phi d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} \sim \\
& - 16\mathbf{XP} c_a^2 c_v^2 xy \sin \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\
& + 4\mathbf{XP} (c_v^2 + c_a^2)^2 xy \sin \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\
& + 4\mathbf{X}^2 c_a^2 c_v^2 x^2 \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\
& + \mathbf{X}^2 (c_v^2 + c_a^2)^2 x^2 (1 - \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 - \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2) \\
& - 4\mathbf{P}^2 c_a^2 c_v^2 (x^2 - 4) \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\
& + \mathbf{P}^2 (c_v^2 + c_a^2)^2 (x^2 - 4) (1 - \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2)
\end{aligned}$$

A.2 Spezialfälle

In diesem Abschnitt werden die dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für die reinen Spin- und CP-Zustände angegeben. Zusätzlich werden einige teilweise ausintegrierte Verteilungen angegeben. F11, F12, F21, F22 bezeichnen die Quadranten, wie in Kapitel 8 definiert. Der Spin 0, CP-even Fall enthält nur den Standardmodell-Anteil (d.h. $\mathbf{Y}=0$).

Spin 0, CP-even

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\phi d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} &\sim + 16c_a^2 c_v^2 (2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + (x^2 - 2) \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2) \\ &\quad + (c_v^2 + c_a^2)^2 \{4(1 + \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \cos^2 \phi \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \\ &\quad + (x^2 - 2) \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2) + x^2(x^2 - 4) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} &\sim + 32c_a^2 c_v^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\ &\quad + (c_v^2 + c_a^2)^2 \{4(1 + \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2) + (x^4 - 4x^2 + 2) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{F11} = \text{F22: } \frac{d\sigma}{d\phi} &\sim c_a^2 c_v^2 (8 + \pi^2(x^2 - 2) \cos \phi) \\ &\quad + 4/9(c_v^2 + c_a^2)^2 (x^4 - 4x^2 + 10 + (x^2 - 2) \cos \phi + 4 \cos^2 \phi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{F12} = \text{F21: } \frac{d\sigma}{d\phi} &\sim - c_a^2 c_v^2 (8 - \pi^2(x^2 - 2) \cos \phi) \\ &\quad + 4/9(c_v^2 + c_a^2)^2 (x^4 - 4x^2 + 10 - (x^2 - 2) \cos \phi + 4 \cos^2 \phi) \end{aligned}$$

Spin 0, CP-odd

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\phi d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} &\sim + 8c_a^2 c_v^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\ &\quad + (c_v^2 + c_a^2)^2 (1 + \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 - \cos^2 \phi \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2) \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} \sim + 16c_a^2 c_v^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + (c_v^2 + c_a^2)^2 (1 + \cos^2 \theta_1)(1 + \cos^2 \theta_2)$$

$$\text{F11} = \text{F22: } \frac{d\sigma}{d\phi} \sim c_a^2 c_v^2 + 1/9(c_v^2 + c_a^2)^2 (5 - 2 \cos^2 \phi)$$

$$\text{F12} = \text{F21: } \frac{d\sigma}{d\phi} \sim - c_a^2 c_v^2 + 1/9(c_v^2 + c_a^2)^2 (5 - 2 \cos^2 \phi)$$

Spin 1, CP-even

$$\frac{d\sigma}{d\phi d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} \sim + 4c_a^2 c_v^2 \cos\phi \sin\theta_1 \sin\theta_2 \\ + (c_v^2 + c_a^2)^2 (1 - \cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2 - \cos\phi \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_1 \cos\theta_2)$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} \sim 1 - \cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2$$

$$F11 = F22: \frac{d\sigma}{d\phi} \sim + c_a^2 c_v^2 \pi^2 \cos\phi + 1/9 (c_v^2 + c_a^2)^2 (32 - 4\cos\phi)$$

$$F12 = F21: \frac{d\sigma}{d\phi} \sim + c_a^2 c_v^2 \pi^2 \cos\phi + 1/9 (c_v^2 + c_a^2)^2 (32 + 4\cos\phi)$$

Spin 1, CP-odd

$$\frac{d\sigma}{d\phi d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} \sim - 4c_a^2 c_v^2 \cos\phi \sin\theta_1 \sin\theta_2 \\ + (c_v^2 + c_a^2)^2 (1 - \cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2 + \cos\phi \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_1 \cos\theta_2)$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} \sim 1 - \cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2$$

$$F11 = F22: \frac{d\sigma}{d\phi} \sim - c_a^2 c_v^2 \pi^2 \cos\phi + 1/9 (c_v^2 + c_a^2)^2 (32 + 4\cos\phi)$$

$$F12 = F21: \frac{d\sigma}{d\phi} \sim - c_a^2 c_v^2 \pi^2 \cos\phi + 1/9 (c_v^2 + c_a^2)^2 (32 - 4\cos\phi)$$

B ACME Beispielcode

In diesem Anhang werden die wichtigsten Schnittstellen der zentralen ACME-Objekte als kommentierter Quellcode angegeben. Die Dokumentation beschränkt sich auf die wichtigsten öffentlichen Methoden der Basisklassen, die ausreichen, um neue Prozesse zu programmieren. Der Aufwand des Erstellens neuer Prozesse ist durch die vorhandenen Routinen in `FourVect` und `particle` stark vereinfacht. Die Verwendung der Basisklassen `process` und `decay` garantiert schnelle Einbindung in den Rest des Frameworks, ohne dass man sich um Speicherung der Vektoren, Ausgabe oder Reihenfolge der Prozesse etc. Gedanken machen muss.

Zusätzlich wird die Verwendung der Objekte an einem Beispielprogramm illustriert. Daran wird erkennbar, wie einfach der eigentliche Generator-Code durch die Struktur des Frameworks wird.

Basisklassen

FourVect

```

class FourVect{
// Eine einfache Vierervektoren Klasse - Basisklasse f"ur particle

public:
    FourVect();          //Standardkonstruktor
    double E,x,y,z;     //Impulskomponenten
    double Pt();        //transversaler Impuls
    double Rapidity(); //Pseudorapidity"at
    double Theta();    //Winkel zur z-Achse
    double Phi();      //Winkel in der x-y-Ebene
    void Fill_Theta_Phi(double Ei,double pt,double theta,double phi);
        //rechnet die Werte in kartesische Koordinaten um und f"ullt E,x,y,z
    void Fill_Cyl(double Ei,double pt,double eta,double phi);
        //rechnet die Werte in kartesische Koordinaten um und f"ullt E,x,y,z
    void Fill(double Ei,double xi,double yi,double zi);
        //setzt x,y,z und E
    void Fill(FourVect X){E=X.E;x=X.x;y=X.y;z=X.z;}
        // analog dem =operator

    double Mass(); //invariante Masse
    double Impuls(); //Betrag des Impulses

    // verschiedene Operatoren
    FourVect operator+(FourVect &V2);
    FourVect operator-(FourVect &V2);
    FourVect operator-();
    FourVect operator/(double b);
    FourVect operator*(double b);
    FourVect operator*(FourVect &V2);
    FourVect operator-();

    double Angle(FourVect &V2); //Winkel zwischen zwei FourVects
    double dR(FourVect &V2); // Separation in eta-phi
    FourVect BoostZ(double beta); //Lorentzboost
    FourVect Boost(double bx, double by, double bz);
    FourVect Boost(FourVect & F);
    FourVect RotateUz(FourVect & F); //rotieren sodass F die z-Achse wird
};

```

particle

```
class particle : public FourVect{
//Die Basisklasse f"ur alle Teilchen

public:
    particle(); //Standardkonstruktor

//Particle Code Setzen und auslesen
    void SetKF(int kf){m_KF=kf;}
    int KF(){return m_KF;}

//Status setzen/auslesen
    void SetKS(int kf){m_KS=kf;}
    int KS(){return m_KS;}

//Setzen und Auslesen von Masse und Breite
    virtual void SetRestMass(double m){m_RestMass = m;}
    virtual double RestMass(){return m_RestMass;}
    virtual void SetWidth(double m){m_Width = m;}
    virtual double Width(){return m_Width;}

// Farb- und AntiFarb Information setzen und auslesen
    void SetColor(int f){m_Color=f;}
    int Color(){return m_Color;}
    void SetAntiColor(int f){m_AntiColor=f;}
    int AntiColor(){return m_AntiColor;}

// Elternteilchen ID setzen/auslesen
    void SetMotherID(int kf){m_MotherID=kf;}
    int MotherID(){return m_MotherID;}
    void SetFatherID(int kf){m_FatherID=kf;}
    int FatherID(){return m_FatherID;}
};
```

process

```

class process{
//Basisklasse f"ur die Prozesse
public:
    process(){} //Standardkonstruktor
//Wirkungsquerschnitt setzen/auslesen
    void SetCS(double br){m_CS=br;}
    double CS(){return m_CS;}

//Generiert die Teilchen und gibt Gewicht zur"uck
    virtual double Generate(){return 1.;}
//R"uckgabe der Teilchen/Anzahl der Teilchen
    virtual particle * GetParticle(int N){return NULL;}
    virtual int GetNrofParticles(){return 0;}

//setzen des Beam z.B. LHC oder Tevatron. Definiert
//Schwerpunktsenergie und Strukturfunktionen
    void SetBeam(beam * b){m_beam = b;}
    beam * Beam(){return m_beam;}
};

```

decay

```

class decay{
//Basisklasse f"ur alle Zerf"alle
public:
    decay(){}
//Branching Ratio setzen
    void SetBR(double br){m_BR=br;}
    double BR(){return m_BR;}

//Generiert die Teilchen und gibt Gewicht zur"uck
    virtual double Generate(){return 1.;}
//R"uckgabe der Teilchen/Anzahl der Teilchen
    virtual particle * GetParticle(int N){return NULL;}
    virtual int GetNrofParticles(){return 0;}
//Setzen des Teilchens, das zerfallen soll
    void SetFather(particle * F){m_Father=F;};
    particle * Father(){return m_Father;}
//Decays muss 1 zur"uckgeben, wenn der Zerfall f"ur das
//Teilchen inKF implementiert ist, 0 sonst
    virtual int Decays(int inKF){return 0;}
};

```

EventStack

```
class EventStack{
//Der Eventstack speichert alle erzeugten Teilchen
public:
    EventStack(){Pmax=0;m_Weight=1;} //Konstruktor

    int NrofParticles(){return Pmax;} // Anzahl der gespeicherten Teilchen
//Hinzufügen/auslesen eines Teilchens
    int AddParticle(particle *);
    particle * GetParticle(int);
//Löschen des gesamten Eventstacks
    void Clear(){Pmax=0;m_Weight=1.;}

//Setzen und ausgeben des Gewichts und des maximalen Gewichts
    void SetWeight(double w){m_Weight=w;}
    double Weight(){return m_Weight;}
    void SetMaxWeight(double w){m_MaxWeight=w;}
    double MaxWeight(){return m_MaxWeight;}
    void ReWeight(double m){m_Weight = m_Weight * m;}

//Ausgeben im AcerMC Format in File oder StdOut
    void AcerDump(ofstream *aus);
    void AcerDump();
//Ausgabe im AcerMC Format plus Gewicht
    void AcerDumpWeight(ofstream * aus){}
    void AcerDumpWeight(){}
};
```

ProcessManager

```
class ProcessManager{
public:
    ProcessManager(); //Konstruktor
    //Registrieren eines Prozesses
    int AddProcess(process * P);

    //Setzen des Eventstacks
    void SetStack(EventStack * es){m_ES=es;}
    EventStack * Stack(){return m_ES;}

    //Setzen des Beams. Der Processmanager setzt dann den
    //Beam f\"ur die registrierten Prozesse
    void SetBeam(beam* b){m_beam =b;}
    beam * Beam(){return m_beam;}

    //Starten der Erzeugung eines Events
    int InitEvent();
};
```

DecayManager

```
class DecayManager{
public:
    DecayManager();

    //Registrieren eines Zerfalls
    int AddDecay(decay * P);

    //Setzen des Stacks
    void SetStack(EventStack * es){m_ES=es;}
    EventStack * Stack(){return m_ES;}

    //Startet den Zerfall aller unzerfallenen Teilchen im Eventstack
    int InitDecay();
};
```

Beispielprogramm $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

```

#include "sys/Const.H"
#include "sys/Random.H"
#include "manager/ProcessManager.H"
#include "manager/DecayManager.H"
#include "manager/EventStack.H"
#include "process/gg2H.H"
#include "decay/HZZ4l.H"
#include "beam/LHC.H"

#include "iostream.h"
#include <time.h>

ProcessManager PM; //Instanzieren des Prozessmanagers
DecayManager DM; //Instanzieren des Decaymanagers
EventStack ES; //Instanzieren des Eventstacks

gg2H gluf; //Der Gluonfusionsprozess
HZZ4l hzz4l; //Higgszerfall in 4 Leptonen
LHC lhc; //LHC als Beschleuniger

main(){
    Random::SetSeed(time(NULL)); //Sorgt da"ur, dass bei jedem Aufruf andere
                                //Ereignisse generiert werden
    PM.SetStack(&ES); //Setzen des Eventstacks
    PM.SetBeam(&lhc); //und des Beams,
    PM.AddProcess(&gluf); //Registrieren des einzigen Prozesses

    DM.SetStack(&ES); //Setzen von Eventstacks
    DM.AddDecay(&hzz4l); //Registrieren des einzigen Zerfalls

    hzz4l.SetVector(0.); //Diese Variablen sind speziell f"ur diesen Zerfall
    hzz4l.SetX(1.); //Sie setzen die Kopplungs parameter
    hzz4l.SetPS(0.); //im diesem Fall SM-Zerfall
    hzz4l.SetY(0.);

    for (int i=0;i<10;i++) //10 Ereignisse generieren
        PM.InitEvent(); //Prozess initiieren...
        DM.InitDecay(); //Zerfall initiieren...
        ES.AcerDumpWeight(); //...und mit Gewichten ausgeben!
        ES.Clear(); //Vor dem n"achsten Event Stack l"oschen
    }
}

```


Literaturverzeichnis

- [1] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. **12**, (1964).
- [2] D. Dominici, Resonances from Strongly-Interacting Electroweak Symmetry Breaking at Future e^+e^- Colliders, Riv. Nuovo Cim. **20**, 11 (1997).
- [3] B. Kastening and J. J. van der Bij, Resonance in Strong WW Rescattering in Massive SU(2) Gauge Theory, Phys. Rev. **D60**: 095003 (1999).
- [4] A recent review; C. Quigg, Acta Phys. Polon. **B30**, 2145 (1999).
- [5] Griffiths, Introduction to Elementary Particles, Wiley-VCH, (1987).
- [6] O. Nachtmann, Elementarteilchenphysik Phänomene und Konzepte, Vieweg, (1986).
- [7] F. Gross, Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory, Wiley-VCH, (1999).
- [8] B.W. Lee, C. Quigg and H.B.Thacker, Phys Rev. Lett. The Strength Of Weak Interactions At Very High-Energies And The Higgs Boson Mass, **38** 833, (1977).
- [9] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane und S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide, Addison Wesley, (1990).
- [10] M. Spira, HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections, hep-ph/9510347, (1995).
- [11] M. Spira, <http://people.web.psi.ch/spira/>
- [12] M. Spira, QCD Effects in Higgs Physics, CERN-TH/97-68, Fortsch.Phys. **46** 203-284, (1998).
- [13] M. Spira, A.Djouadi, D. Graudenz, P.M. Zerwas, Higgs Boson Production at the LHC, Nucl. Phys. **B453** 17, (1995).

- [14] M. Spira, HIGLU and HDECAY: Programs for Higgs Boson Production at the LHC and Higgs Boson Decay Widths, hep-ph/9610350, Nucl. Instrum. Meth., **A389**, 357-360, (1997).
- [15] Z. Was, TAUOLA the Library for Tau Lepton Decay, and KKMC/KORALB/KORALZ/... status report, hep-ph/0011305, (2000).
- [16] E. Braaten and J. P. Leveille, Higgs Boson Decay And The Running Mass, Phys. Rev. D **22**, 715 (1980).
- [17] B. A. Kniehl, Radiative Corrections For $H \rightarrow Z Z$ In The Standard Model, Nucl. Phys. B **352**, 1 (1991).
- [18] W. Y. Keung and W. J. Marciano, Higgs Scalar Decays: $H \rightarrow W^{+-} X$, Phys. Rev. D **30**, 248 (1984).
- [19] A. Djouadi, M. Spira and P. M. Zerwas, Production of Higgs Bosons in Proton Colliders: QCD corrections, Phys. Lett. B **264**, 440 (1991).
- [20] J. R. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, A Phenomenological Profile of the Higgs Boson, Nucl. Phys. B **106**, 292 (1976).
- [21] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Bounds on the Fermions and Higgs Boson Masses in Grand Unified Theories, Nucl. Phys. B **158**, 295 (1979).
- [22] R. A. Flores and M. Sher, Upper Limits to Fermion Masses in the Glashow-Weinberg-Salam Model, Phys. Rev. D **27**, 1679 (1983).
- [23] M. Lindner, Implications Of Triviality for the Standard Model, Z. Phys. C **31**, 295 (1986).
- [24] M. Sher, Electroweak Higgs Potentials and Vacuum Stability, Phys. Rept. **179**, 273 (1989).
- [25] J. A. Casas, J. R. Espinosa and M. Quiros, Improved Higgs Mass Stability Bound in the Standard Model and Implications for Supersymmetry, Phys. Lett. B **342**, 171 (1995) [arXiv:hep-ph/9409458].
- [26] G. Altarelli and G. Isidori, Lower limit on the Higgs mass in the standard model: An Update, Phys. Lett. B **337**, 141 (1994).
- [27] S. Asai et al., Prospects for the Search for a Standard Model Higgs Boson in ATLAS Using Vector Boson Fusion. SN-ATLAS-2003-024, (2003).

-
- [28] O. Linossier und L. Pogglio, $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channel, in ATLAS Signal Reconstruction and Reducible backgrounds rejection, Atlas Note Phys No 101 (1997).
- [29] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the Electroweak Working Group for Higgs Boson Searches, Phys. Lett. B565 (2003) 61.
- [30] The LEP Electroweak Working Group, LEP EWWG Home Page. URL: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG> (2003).
- [31] K. Moenig, Electroweak Precision Data and the Higgs Mass: Workshop Summary, hep-ph/0308133 (2003).
- [32] M. S. Chanowitz, Electroweak Data and the Higgs Boson Mass: A Case for New Physics, Phys. Rev. D **66**, 073002 (2002) [arXiv:hep-ph/0207123].
- [33] M. S. Chanowitz, The $Z \rightarrow \text{anti-}b b$ decay asymmetry: Lose-lose for the standard model, Phys. Rev. Lett. **87**, 231802 (2001) [arXiv:hep-ph/0104024].
- [34] G. Altarelli, F. Caravaglios, G. F. Giudice, P. Gambino and G. Ridolfi, Indication for Light Sneutrinos and Gauginos from Precision Electroweak Data, JHEP **0106**, 018 (2001) [arXiv:hep-ph/0106029].
- [35] P. Azzi, Top Quark Measurements at the Fermilab Tevatron, hep-ex/0312052 (2003).
- [36] P. Gambino, The Top Priority: Precision Electroweak Physics from Low to High Energy, hep-ph/0311257 (2003).
- [37] M. E. Peskin, How Can a Heavy Higgs Boson be Consistent with the Precision Electroweak Measurements?, Phys. Rev. D64 (2001) 093003.
- [38] For a short review of the Higgs search status at the LHC; F. Piccinini, contribution to ICHEP 2002, hep-ph/0209377 (2002).
- [39] C. N. Yang Phys. Rev. **77**, 242 (1950).
- [40] C. P. Buszello, I. Fleck, P. Marquardt, J.J. van der Bij. Prospective Analysis of Spin- and CP-sensitive Variables in $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$ at the LHC. Eur. Phys. J. C **32**, (2004) 209 DOI: 10.1140/epjc/s2003-01392-0
- [41] A. Abbasabadi and W. W. Repko, Nucl. Phys. **B292**, (1987) 461 and Phys. Rev. **D37**, (1988) 2668.
- [42] M. J. Duncan, Phys. Lett. **B179**, (1986) 393.

- [43] M. J. Duncan, G. L. Kane and W. W. Repko, Phys. Rev. Lett. **55**, (1985) 773 and Nucl. Phys. **B272**, (1986) 517.
- [44] J. R. Dell'Aquila and C. A. Nelson, Phys. Rev. **D33**, (1986) 80; C. A. Nelson, Phys. Rev. **D37**, (1988) 1220.
- [45] T. Matsuura and J. J. van der Bij, Z. Phys. **C51**, 259 (1991).
- [46] S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner, P. M. Zerwas. Phys. Lett. **B553** (2003) 61.
- [47] H. L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, F. Olness, J. Owens, D. Soper, W.K. Tung, H. Weerts. hep-ph/9606399. 1996
- [48] A. Djouadi, J. Kalinowski, M.Spira. Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56.
- [49] T. Figy, C. Oleari, D. Zeppenfeld. Next-to-leading order Distributions for Higgs Boson Production via Weak-Boson Fusion. hep-ph/0306109. (2003)
- [50] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poglioli. ATL-PHYS-98-131, (1998).
- [51] Athena-Atlfast <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/>
- [52] Atlas Detector and Physics Performance. Technical Design Report. Volume 1. CERN (1999).
- [53] Atlas Detector and Physics Performance. Technical Design Report. Volume 2. CERN (1999).